

# Physikalische Berichte

s Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen  
teraturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von Karl Scheel

Jahrgang

1. Dezember 1923

Nr. 23

## 1. Allgemeines.

**Grimsehl.** Lehrbuch der Physik zum Gebrauche beim Unterricht, bei akademischen Vorlesungen und zum Selbststudium. In zwei Bänden. Erster Band: Mechanik, Wärmelehre, Akustik und Optik. 6. Aufl., herausgegeben von W. Hillers und Mitarbeit von H. Starke. Mit 1090 Figuren im Text und zehn Figuren auf zwei großen Tafeln. XII und 1142 S. Berlin und Leipzig, Verlag von B. G. Teubner, 1923. Für die fünfte Auflage vgl. diese Ber. 3, 545, 1922. In der neuen Auflage ist Berücksichtigung- und Erweiterungswünschen in größerem Maßstabe Rechnung getragen worden, so daß der Umfang um sechs Bogen vermehrt ist. SCHEEL.

**Haas.** Einführung in die theoretische Physik. Mit besonderer Berücksichtigung ihrer modernen Probleme. Erster Band. Mit 58 Abbildungen im Text. Dritte und vierte, völlig umgearbeitete und vermehrte Auflage, X und 307 S. Berlin und Leipzig, Walter de Gruyter & Co., 1923. Inhalt: Erster Teil: Mechanik, 1. Die allgemeine Theorie der Vektorfelder, der Schwingungen und der Potentiale. 2. Die Bewegung des Massenpunktes; 3. Die allgemeinen Prinzipien der Mechanik; 4. Die Bewegung starrer Körper; 5. Allgemeine Theorie der Vektorfelder; 6. Allgemeine Theorie der Schwingungen und der Welle; 7. Die Bewegung deformierbarer Körper; 8. Potentialtheorie. — Zweiter Teil: Theorie des elektromagnetischen Feldes des Lichtes. 9. Elektrizität und Magnetismus; 10. Die Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes; 11. Theorie des Lichtes. — Anhang. SCHEEL.

**Wien.** Goethe und die Physik. Vortrag, gehalten in der Münchener Universität am 9. Mai 1923. 39 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1923. SCHEEL.

**Rohr.** Heinrich Erfle als technischer Optiker. Eine Gedächtnisrede, gehalten am 17. April 1923. ZS. f. techn. Phys. 4, 289—291, 1923, Nr. 9.

**Blanc.** Wilhelm Ostwald zum 70. Geburtstage. ZS. f. Elektrochem. 29, 342, 1923, Nr. 8 (15/16).

**Arrhenius.** Ostwalds Arbeit in der chemischen Verwandtschaftslehre. Naturwissensch. 11, 729—731, 1923, Nr. 35.

**Ostwald.** Wilhelm Ostwald zum siebenzigsten Geburtstag (am 2. September 1923). Naturwissensch. 11, 731—732, 1923, Nr. 35. SCHEEL.

Physikalische Berichte. 1923.

**Alfred Holt.** Sir Ernest Rutherford. Nature **112**, 398—399, 1923, Nr. 2811.

**Ludwig Schiller.** Hermann Scholl †. ZS. f. techn. Phys. **4**, 291—292, 1923, Nr. 16.

**Otto Wiener.** Hermann Scholl †. Phys. ZS. **24**, 329—334, 1923, Nr. 16.

**A. Rotth.** Wilhelm Siemens (geboren 4. April 1823 — gestorben 19. November 1883). Siemens ZS. **3**, 149—160, 1923, Nr. 4.

**M. v. Rohr.** Die Entwicklung der Brille. X. Naturwissensch. **11**, 249—252, 1923, Nr. 13. [S. 1498.]

**F. Hüneke.** Höhere Mathematik. Zweiter Teil. Integralrechnung. 2. Aufl. Mit 73 Figuren im Text. III und 182 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1923 (Breitensteins Repetitorien Nr. 59a). Inhalt: 1. Das Integral; 2. Integrationsmethoden; 3. Integration wichtiger Integrale; 4. Das Doppelintegral; 5. Differenzialgleichungen. — Anwendungen auf Geometrie, Mechanik und Festigkeitslehre, Wärmelehre, Elektrotechnik.

**H. T. Flint.** A Generalized Vector Analysis of Four Dimensions. Proc. Roy. Soc. London (A) **103**, 644—663, 1923, Nr. 723.

**P. A. Mac Mahon.** On a Class of Transcendents of which the Bessel Functions are a Particular Case. Proc. Roy. Soc. London (A) **104**, 39—47, 1923, Nr. 724.

**Stress Recorder.** Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) **59**, 35 E—36 E, 1923, Nr. 1418.

**A. P. Mathews.** The reduction of all physical dimensions to those of space and time. Journ. Washington Acad. **13**, 195—210, 1923, Nr. 10. Verf. versucht, alle physikalischen Dimensionen durch Länge ( $L_1$ ), Fläche ( $L_2$ ), Raum ( $L_3$ ) und Zeit ( $T$ ) — also unter Umgehung der Masse — auszudrücken; eine fünfte Dimension, den psychologischen Faktor ( $P$ ), hofft er später ebenfalls in ( $L$ ) und ( $T$ ) schreiben zu können. — Es ergeben sich hauptsächlich folgende Dimensionen: Elektrizitätsquantität ( $e$ ) =  $L^3$ ; Magnetfluß ( $M^1$ ) =  $\frac{L^3}{T}$ ; Masse ( $M$ ) =  $L^3$ ; die Ätherkonstanten: magnetische Permeabilität ( $\mu$ ) = 1, Dielektrizitätskonstante ( $K$ ) =  $\frac{T^2}{L^2}$ , Gravitationspermeabilität ( $g$ ) =  $T^2$  ( $g$  sei für  $H = 1,008$  geringer als für die anderen Elemente, welche „ganzzahlig“ seien); Energie ( $e$ ) = Temp. ( $\Theta$ ) =  $\frac{L^5}{T^2}$ . Schließlich wird die Zeit ( $T$ ) als Länge ( $L_4$ ) betrachtet, wodurch folgende weitere Vereinfachungen eintreten:  $L$ : Länge, Zeit, Strom, Selbstinduktionkoeffizient, Kapazität usw.  $L^2$ : Fläche, Elektrizitätsquantität, Magnetpol, Kraft, Gravitationspermeabilität.  $L^3$ : Volumen, Masse, Energie, Temperatur.  $L^4$ :  $h$  (erg/sec).  $L^5$ : Trägheitsmoment. Weitere Veröffentlichungen werden in Aussicht gestellt.

**E. C. Peck.** The Advantages of unilateral tolerances. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) **58**, 703—705, 1923, Nr. 19. Bereits berichtet nach der Veröffentlichung in der Amer. Ausgabe **58**, 703, 1923. Vgl. diese Ber. S. 907.

**Wm. S. Rowell.** Calipering the Tenth Part of One Thousand of an Inch. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) **58**, 707, 1923, Nr. 19. Bereits berichtet nach der Veröffentlichung in der Amer. Ausgabe **58**, 707, 1923. Vgl. diese Ber. S. 907.

**Die Buckingham.** Unilateral or Bilateral Tolerances. Amer. Mach. (Amer. Ausgabe) 59, 516, 1923, Nr. 9. Die Toleranzfrage ist schon sehr alt; selbst die Bibel wiederholt auf die Benutzung von richtigem Maß und Gewicht hin. Einseitige Toleranz ist meist einfacher und wirtschaftlicher. Bei Packungen z. B. ist der Verkäufer, falls nur Plus-toleranzen zulässig sind, auf jeden Fall gezwungen, das richtige Gewicht zu geben. Da er unnötige Zugaben zu vermeiden suchen wird, wird die Toleranz von selbst möglichst klein gehalten.

BERNDT.

**Ernest Taylor.** Inspection Methods in a Steel-Ball Factory. Amer. Mach. (Amer. Ausgabe) 59, 398, 1923, Nr. 11. Bei der Untersuchung der gehärteten Stahlkugeln muß man sich vorwiegend auf das Auge verlassen. Es können auch weiche Stellen dadurch ermittelt werden, da sie sich durch einen bräunlichen Schleier abheben. Im Meßraum (mit konstanter Temperatur) werden die Kugeln durch einen mit einer Normalkugel eingestellten Leerring geprüft, wobei eine Genauigkeit von 0,0004 Zoll (also  $2,5 \mu$ ) gewährleistet wird. Durch das Gefühl beim Durchdrücken der Kugeln kann man unterscheiden, ob sie innerhalb der Toleranz sind. Durch weitere Apparate werden die Kugeln in acht Klassen eingeteilt, so daß der Unterschied zweier Klassen  $2 \cdot 10^{-5}$  Zoll ( $0,5 \mu$ ) beträgt. Die zu großen und zu kleinen Kugeln werden noch zwei andere Leerringe geprüft und dann auch ihrerseits wieder in je acht Klassen eingeteilt.

BERNDT.

**Albert A. Dowd and Frank W. Curtis.** Tool Engineering. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 59, 135—137, 179—181, 1923, Nr. 4 und 5. Bereits berichtet nach den Veröffentlichungen in der Amer. Ausgabe 59, 135 und 179, 1923, Nr. 4 und 5. Vgl. diese Seite S. 1268.

BERNDT.

**Albert A. Dowd and Frank W. Curtis.** Tool Engineering. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 58, 689—693, 1923, Nr. 19. Enthält einige allgemeine Angaben über Lehren und ihren Gebrauch; sie werden eingeteilt in Arbeits-, Revisions- und Fabrik-Urlernen (reference gauges), die nur zum Vergleich der beiden ersteren dienen. Angeblich Lehren (der Abnutzung wegen) nachstellbare Lehren und solche mit Fühlhebel benutzt. Auch das Rohmaterial soll durch Lehren geprüft werden; eine Kontrolle nach jedem Arbeitsgang zu erfolgen. Setzt man die Abnutzung bei Gewindelehren gleich 1, so beträgt sie unter sonst gleichen Umständen bei Kaliberdornen  $\frac{1}{6}$ , bei Rachenlehren  $\frac{1}{25}$ , ist sie ferner bei Aluminium gleich 1, so bei Gußeisen  $\frac{1}{2}$ , bei Messing  $\frac{1}{5}$ . Es werden dann einige Ausführungsformen von Urlehren, Kaliberdornen und ihren Griffen, sowie Kegellehren beschrieben.

BERNDT.

**Albert A. Dowd and Frank W. Curtis.** Tool Engineering. Amer. Mach. (Amer. Ausgabe) 59, 405—407, 1923, Nr. 11. Um zu prüfen, ob der größte Durchmesser bei Keilnuten Bohrungen innerhalb der Toleranz ist, wird nach Prüfung der Verjüngung ein Keil eingeführt, der einen mit Gewinde versehenen zylindrischen Fortsatz hat. Auf diesem wird ein Ring bis zur Anlage an das Werkstück geschraubt und dann die Stellung an einer Teilung abgelesen. Zum Messen der Tiefe von Keilnuten wird ein Keilnuten-Dorn benutzt, der mit einem in die Nut hineinragenden Hebel versehen ist. Ferner wird eine Vorrichtung beschrieben, welche die Lage einer Keilnut in Bezug auf eine andere Bohrung zu bestimmen gestattet. — Um festzustellen, wie die Zahnräder zusammen laufen, wird das eine festgeklemmt und das andere bis zur Anlage in die rechte und linke Zahnflanke gedreht. Der Betrag der Drehung wird mit einem Doppelhebel gemessen.

BERNDT.



**Measuring Screw Threads.** Mach. **30**, Einlage (Machinery's Data Sheets N. u. 18), hinter S. 16, 1923, Nr. 1. Es werden die Formeln für die Ablesungen Mikrometer bei der Dreidrahtmethode für USSt-, Whitworth-, BA-, Löwenh. und scharfes V-Gewinde angegeben. Ferner werden die Formeln (und in einer Ta. die Werte bei USSt- und Whitworth-Gewinde) für den brauchbaren kleinsten größten Drahtdurchmesser sowie für den Fall der Berührung in der Mitte der Fl. angegeben. (Anm. d. Ref.: Darauf, daß nur der letztere einwandfreie Ergeb. liefert, ist nicht hingewiesen.)

**Ralph E. Flanders.** The New Screw Thread Standard. I. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) **59**, 167—169, 1923, Nr. 5. Bereits berichtet nach der Veröffentlichung der Amer. Ausgabe **59**, 167, 1923. Vgl. diese Ber. S. 1267.

**Ralph E. Flanders.** The New Screw Thread Standard. II. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) **59**, 327—328, 1923, Nr. 9. Es werden die Festsetzungen für das Profil Spitzenspiel [American (National) Form of Thread] wiedergegeben, das bereits in anderen Veröffentlichungen bekannt ist. Das dabei eingeführte Spitzenspiel ist eigentlich weiter nichts als die Festsetzung einer lange geübten Praxis. Es werden die sich daraus ergebenden Vorteile erläutert.

**Ralph E. Flanders.** The New Screw Thread Standard. III. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) **59**, 441—442, 1923, Nr. 12. Es wird die vom amerikanischen Normenausschuß aufgestellte Grob- und Feinreihe und ihr Zusammenhang mit den früheren Reihen (USSt-, ASME-, SAE-Reihe) besprochen.

**Charles L. Burns.** Modern Methods of Thread Measurement. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) **59**, 217—219, 1923, Nr. 6. Bereits berichtet nach der Veröffentlichung in der Amer. Ausgabe **59**, 217, 1923. Vgl. diese Ber. S. 1268.

**Axel C. Wickman and E. C. Peck.** Allowing for Gage Wear. Amer. Mach. **56**, 739—740, 1923, Nr. 20. In Amer. Mach. **56**, 953, 1922 (siehe diese Ber. **3**, 1102), war eine Kontroverse zwischen Dumas und Peck darüber gewesen, ob die Herstellungsgenauigkeit und die Abnutzung der Lehren in die Toleranz der Werkstücke einzuschließen sei (Peck) oder ob sie dazu hinzukomme (Dumas). Wickman erwidert dies für ein Aneinander-Vorbeireden, es kommt nämlich nur darauf an, wie man die Toleranz der Werkstücke ansetzt; nach der Methode von Peck kann sie einfach die Herstellungsgenauigkeit und die Abnutzung der Lehre größer als bei der Methode von Dumas gewählt werden. Peck schließt sich dem nicht an, indem er vertritt, daß die durch Urlehren dargestellten Werkstücktoleranzen niemals, auch wenn sie durch die Ungenauigkeit und die Abnutzung der Lehren überschritten werden; dies kann nur seine Methode zu einem wirklichen Austauschbau führen. (Anm. d. Ref.: auch Urlehren nie fehlerfrei sind und ferner die Gefahr ihrer Änderung vorliegt, so kann man Toleranzen nur durch Zahlen festlegen; darum ist der Streit zwischen Dumas und Peck tatsächlich ohne Bedeutung.)

## 2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

**H. Meerburg.** De potentiaal in een punt buiten een geladen bol. *Physica* 38—89, 1923, Nr. 3. Es wird eine elementare Ableitung des Ausdrucks für das Potential einer gleichförmig geladenen Kugelfläche gegeben, ausgehend von dem Satze, daß die Ladung eines jeden Ringes, der durch zwei konzentrische Kugeln, mit dem Punkt als Mittelpunkt, aus der Kugel herausgeschnitten wird, zum Potential gleich beiträgt, wenn die Differenz ( $\Delta$ ) der Radien dieser Kugeln konstant ist. Es seien die Flächendichten der Ladungen  $\delta$ , der Kugelradius  $r$ , die Entfernung des Aufpunktes vom Mittelpunkt  $R$ , die Entfernung eines Punktes der Ringfläche vom Aufpunkt  $q$ : dann ist die Ladung des Ringes (dessen Höhe  $h$  sei)  $2\pi r h \delta$  und ihr Beitrag zum Potential  $\frac{2\pi r h}{q} \cdot \delta$ . Aus einer einfachen geometrischen Betrachtung folgt, daß  $\frac{\Delta}{R} = \text{const.}$  Das Potential der Kugel  $V = \sum \frac{2\pi r \delta}{R} \cdot \Delta = \frac{2\pi r \delta}{R} \cdot \sum \Delta = \frac{4\pi r^2 \delta}{R}$ . In einem inneren Punkt ist  $\sum \Delta = 2R$ , also  $V = 4\pi r \delta$ . K. HOROVITZ.

**Somigliana.** Sulla trasformazione di Lorentz. *Lincei Rend.* (5) 31 [1], 409—414, 1922, Nr. 10. In die d'Alembertsche Lösung der Wellengleichung:

$$\Omega = f(x+y) + g(x-y) \dots [y = ct]$$

übergehen durch die Transformation

$$x+y = \varphi(x'+y'), \quad x-y = \psi(x'-y')$$

wo Variable eingeführt. Wird im besonderen

$$x+y = a(x'+y') \quad x-y = \frac{1}{a}(x'-y') \dots (a = \text{const} \neq 0)$$

gesetzt, so ist diese Transformation mit der Lorentz-Transformation identisch:

$$x^2 - c^2 t^2 = x'^2 - c^2 t'^2; \quad \frac{a^2 - 1}{a^2 + 1} = \lambda$$

dann

$$x = \frac{x' + \lambda y'}{\sqrt{1 - \lambda^2}}, \quad y = \frac{\lambda x' + y'}{\sqrt{1 - \lambda^2}}.$$

Man erhält also die Lorentz-Transformation auf einem Wege, der nichts mit der modernen Auffassung der Relativitätstheorie zu tun hat.“ Wird an Stelle von  $1/a$  in der obigen Transformation  $-1/a$  gesetzt, so würde das einer Bewegung des gesamten Systems mit Überlichtgeschwindigkeit entsprechen und „eine der Relativitätstheorie analoge Theorie müßte verlangen, daß alle Körper sich nur mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen“. Der Verf. weist auf die Arbeit von Voigt über das Dopplersche Prinzip aus dem Jahre 1887 hin, und fordert, daß die Lorentz-Transformation, um der Priorität Voigts Rechnung zu tragen, Voigt-Lorentz-Transformation genannt wird. K. HOROVITZ.

**Lo Straneo.** La trasformazione di Voigt-Lorentz nella fisica classica. *Lincei Rend.* (5) 32 [1], 118—122, 1923, Nr. 3. Im Anschluß an Somigliana und besonders an Voigt (siehe das vorstehende Referat) weist der Verf. auf die Notwendigkeit hin, die Bedeutung der Lorentz-Transformation für die klassische Physik zu untersuchen. Der Verf. stellt allgemeine Betrachtungen über das Verhalten starrer Oberflächen in bewegten Systemen an und sieht in der Lorentz-Trans-

formation das geeignete Mittel um derartige Probleme zu lösen. Eine spätere Arbeit soll die rechnerische Durchführung für den Fall einer translatorisch bewegten Ebene und Kugel, von denen Wellen ausgehen, behandeln.

K. HOROWITZ

**Enrico Persico.** Sul principio di equivalenza in relatività. *Lincei Rend.* **31** [2], 98–100, 1922, Nr. 5/6. Um „in einer präzisen und allgemeinen Form das Äquivalenzprinzip zu erhalten“, wird untersucht, in welcher Beziehung die Gravitation in einem System  $x_r$  zu der Gravitation in einem System  $y_r$  für einen Punkt  $P$  ist, wobei die  $x_0, x_1, x_2, x_3$  und  $y_0, y_1, y_2, y_3$  im Punkte  $P$  folgenden Bedingungen genügen:

$$\frac{\partial \bar{y}_r}{\partial x_0} = 0 \quad (\nu = 1, 2, 3; \text{ also } x_0 \text{ Tangente an } y_0),$$

$$\frac{\partial \bar{y}_0}{\partial x_r} = 0 \quad (x_0 = \text{const Tangente an } y_0 = \text{const}),$$

$$\frac{\partial \bar{y}_0}{\partial x_0} = 1 \quad (\text{die Werte in } P \text{ werden hier und im folgenden immer durch Querstriche angedeutet}).$$

Die Gravitation  $X$  im System  $x$  erhält man aus der Gleichung der geodätischen Linie mit  $\{\ddot{x}^r = \frac{1}{g_{00}} X_x^r, \dot{x}^i = 0, \dot{x}^0 = \frac{1}{\sqrt{g_{00}}} (i, k = 1, 2, 3), \text{ also } \bar{X}_x^r = -\{00\}_x^r$

und analog in  $y$   $\bar{Y}_y^r = -\{00\}_y^r$ . Die kontravarianten Komponenten von  $X$  in  $y$  sind

$$\bar{X}_y^r = \sum_0^3 \bar{X}_x^s \frac{\partial \bar{y}_r}{\partial x_s} = -\sum \{00\}_x^s \frac{\partial \bar{y}_r}{\partial x_s} \text{ und nach Transformation der } g\text{-Klammern}$$

unter Berücksichtigung der vorgeschriebenen Bedingungen in  $P$ ,

$$\bar{X}_y^r = -\frac{\partial^2 y_r}{\partial x_0^2} - \sum \{jk\}_\nu \frac{\partial \bar{y}_j}{\partial x_0} \frac{\partial \bar{y}_k}{\partial x_0} = -\frac{\partial^2 y_r}{\partial x_0^2} - \{00\}_y^r = -\frac{\partial^2 y_r}{\partial x_0^2} + \bar{Y}_y^r.$$

Für die Beschleunigung im System  $y$ :  $\frac{\partial^2 y_r}{\partial y_0^2} = A_y^r$  läßt sich leicht zeigen, daß

Punkt  $P$ :  $\frac{\partial^2 y_r}{\partial y_0^2} = \frac{\partial^2 y_r}{\partial x_r^2}$ , also:  $\bar{X}_y^r = \bar{Y}_y^r - A_y^r$ . Ist im besonderen  $y$  in  $P$  geodätisch

also  $\bar{Y} = 0$ , so ist  $\bar{X}_y^r = -A$ , dem Äquivalenzgesetz entsprechend. K. HOROWITZ

**Paul Kirchberger.** Atom- und Quantentheorie. I. Atomtheorie. Mit 5 Figuren im Text. IV u. 49 S. II. Quantentheorie. Mit 11 Figuren im Text. IV u. 50 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1922 u. 1923. (Math.-phys. Bibliothek herausgeg. von W. Lietzmann u. A. Witting, Band 44 u. 45.) Inhalt: I. 1. Atomismus in der anorganischen Chemie; 2. in der organischen Chemie; 3. periodische System der Elemente; 4. die kinetische Theorie der Physik; 5. Atomismus der Elektrizität; 6. Radioaktivität. — II. 1. Einleitendes zum Strahlungsproblem; 2. Experimentelles; 3. Entwicklung der Strahlungstheorie; 4. Der Gedanke Plancks; 5. Die Strahlungsformel; 6. Experimentelle Bestätigung; 7. Anwendung auf Atomtheorie: a) das Bohrsche Atommodell, b) die optischen Spektren, c) Röntgenspektren. Schöner

**Eberhard Buchwald.** Das Korrespondenzprinzip. VI u. 127 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1923 (Sammlung Vieweg, Heft 67).



biet des Korrespondenzprinzips ist ein schöner, fruchtbarer Garten, den eine etwas niedrige Hecke umgibt. Im folgenden wird der Versuch gemacht, das Eindringen zu erleichtern; dabei ist auf Gangbarkeit des Weges mehr Gewicht gelegt als auf seine streng systematische Führung. Vorkenntnisse in der Quantentheorie werden vorausgesetzt. Um aber auch dem Fernerstehenden das Verständnis zu ermöglichen, sind, soweit es der Umfang des Heftes gestattet hat, teils die Grundlagen kurz entwickelt, es sind wenigstens die Literaturstellen, wo man das Nötige findet, genau angegeben.“ Inhalt: 1. Ausgangspunkt; 2. Oszillator; 3. Schwierigkeiten; 4. Verallgemeinerung; 5. Winkelvariable; 6. Keplerellipse; 7. Relativistische Keplerellipse; 8. Zeemaneffekt; 9. Starkeffekt; 10. Feinstruktur; 11. Höhere Atome; 12. Molekeln.

SCHEEL.

**Walter Gerlach.** Materie, Elektrizität, Energie. Die Entwicklung der Atomistik in den letzten zehn Jahren. VIII u. 195 S. Dresden u. Leipzig, Verlag Theodor Steinkopff, 1923. (Wiss. Forschungsber., Naturw. Reihe, herausgeg. von Raphael Ed. Liesegang, Band 7.) [S. 1428.]

SCHEEL.

**Sommerfeld.** Regularities in the screening constants of Röntgen spectra. Journ. Opt. Soc. 7, 503—508, 1923, Nr. 7. Berichtet in zwei ersten Abschnitten über den Begriff des Relativitäts- und des Abschirmungsdubletts und die vielfältigen Beziehungen innerhalb jeder dieser Gruppen. Die dafür angeführten Experimentierungen stimmen augenscheinlich im Wesen mit den Wentzelschen überein, unterscheiden sich aber davon in der Ausdehnung und zum Teil in den numerischen Werten. Indem für die Relativitätsdubletts geschrieben wird:

$$\frac{\Delta\nu}{R} = \frac{\alpha^2(Z-s)^4}{n^4} \left( a_1 + a_2 \frac{\alpha^2(Z-s)^2}{n^2} + a_3 \frac{\alpha^4(Z-s)^4}{n^4} + \dots \right)$$

ist wie bei Bohr die totale Quantenzahl, bei Sommerfeld früher:  $n + n'$ ; zu  $a_1, a_2, a_3$ , vgl. „Atombau und Spektrallinien“, so gilt:

Tafel 1.

$$\begin{array}{ccccccc} & & K & & & & \\ & L_1 & L_2 & & L_3 & & \\ & \underbrace{\hspace{1.5cm}} & & & & & \\ & 3,50 & & & & & \\ M_1 & & M_2 & & M_3 & & M_4 & & M_5 \\ \underbrace{13,16} & = & 3 \times \underbrace{4,39} & & \underbrace{8,25} & = & 2 \times \underbrace{4,12} & & \\ N_1 & & N_2 & & N_3 & & N_4 & & N_5 & & N_6 & & N_7 \\ \underbrace{33,9} & = & 8 \times \underbrace{4,2} & & \underbrace{25,7} & = & 6 \times \underbrace{4,3} & & \underbrace{16,3} & = & 4 \times \underbrace{4,1} & & \end{array}$$

die (im Relativitätsdublett jeweils beiden Gliedern gemeinsamen) Abschirmungskonstanten  $s$ . Sie erscheinen als ganze Vielfache einer zwischen 4,1 und 4,4 liegenden wirklichen Einheit, für diese Vielfachen ergibt sich die regelmäßige Folge:

$$\underbrace{M_4 \quad M_3}_2 \quad \underbrace{M_2 \quad M_1}_3 \quad \underbrace{N_6 \quad N_5}_4 \quad \underbrace{N_4 \quad N_3}_6 \quad \underbrace{N_2 \quad N_1}_8$$

und ferner für die beiden Glieder der Abschirmungsdubletts geschrieben wird:

$$\frac{\nu'}{R} = \frac{(Z-s)^2}{n^2} + \frac{\alpha^2(Z-s')^4}{n^4} \left( a_1 + a_2 \frac{\alpha^2(Z-s')^2}{n^2} + \dots \right)$$

$$\frac{\nu''}{R} = \frac{(Z-s+s')^2}{n^2} + \frac{\alpha^2(Z-s'')^4}{n^4} \left( a_1 + a_2 \frac{\alpha^2(Z-s'')^2}{n^2} + \dots \right)$$

— wo jeweils die Abschirmungskoeffizienten im Relativitätsglied nicht mit dem im ersten (Haupt-)Glied übereinstimmen, weswegen sie als  $\sigma$  von jenen unterschieden sind —, so gilt:

Tafel 2.

$$\begin{array}{ccccccc}
 & & & K & & & \\
 & & L_1 & \underbrace{L_2 \quad L_3}_{1,21 = 2 \times 0,60} & & & \\
 & M_1 & \underbrace{M_2 \quad M_3}_{3,39 = 6 \times 0,57} & \underbrace{M_4 \quad M_5}_{1,72 = 3 \times 0,57} & & & \\
 N_1 & \underbrace{N_2 \quad N_3}_{7,0 = 12 \times 0,6} & \underbrace{N_4 \quad N_5}_{4,7 = 8 \times 0,59} & \underbrace{N_6 \quad N_7}_{2,3 = 4 \times 0,57} & & & 
 \end{array}$$

für die die Abschirmungsdubletts im wesentlichen zustande bringenden Differenzen  $\Delta s$ . Auch hier zeigt sich wieder eine Ganzzahligkeitsbeziehung, mit der Folge Faktoren:

$$\underbrace{L_3 \quad L_2}_2 \quad \underbrace{M_5 \quad M_4}_3 \quad \underbrace{M_3 \quad M_2}_6 \quad \underbrace{N_7 \quad N_6}_4 \quad \underbrace{N_5 \quad N_4}_8 \quad \underbrace{N_3 \quad N_2}_{12}$$

In einem dritten Abschnitt wird darauf hingewiesen, daß hiernach die Aussicht eine sehr einfache Schreibweise für sämtliche Röntgenterme besteht, man braucht zwei empirische Konstanten  $s$ , und ihre Kombinationen führen stets streng oder genähert auf die Anwendung zweier Grundeinheiten zurück. Neben diesen würden nur noch die Größen  $s$  für die Hauptterme der höchsten Stufe jeder Schale ( $K, M, N$ ) nötig sein. Alle Feststellungen der Mitteilung sind zunächst rein empirischer Natur.

Kos

### 3. Mechanik.

**W. F. G. Swann.** Unsolved problems of cosmical physics. Journ. Frankl. Inst. 195, 433—474, 1923, Nr. 4. Verf. gibt in kritischer Weise eine kurze übersichtliche Darstellung von den bedeutendsten Theorien der Hauptprobleme der kosmischen Physik, ohne natürlich auf die genauen Einzelheiten der einzelnen Theorien einzugehen. Folgende Probleme werden behandelt. 1. Die Luftpolarität. Nach einer kurzen Klarlegung des Problems werden die Vorzüge und Nachteile der Theorien von Wilson, Ebert, der Korpustheorie von Simpson und ähnlicher Theorien ausführlich erörtert, wobei vom Verf. Vorschläge und Hinweise für etwaige Änderungen der Theorien eingeflochten werden. 2. Der Erdmagnetismus. Außer Erklärungen der Existenz des erdmagnetischen Feldes (durch Rotation elektrischer Ladungen, durch die Rotation des Erdkörpers, durch kleine fundamentale Fehler des Gesetzes der Elektrodynamik) werden die Theorien der Erklärung der täglichen jährlichen Variation sowie eine Möglichkeit der Erklärung der säkularen Variation der erdmagnetischen Elemente erörtert. 3. Das Polarlicht. Es werden die neueren Theorien über die Ursache der Polarlichterscheinungen und der sogenannten magnetischen Stürme, diejenigen von Birkeland und Störmer, Vegard und Lindemann erklärt und das Für und Wider erörtert. 4. Das Gravitationsproblem. V beschränkt sich auf einige Bemerkungen dazu, indem durch ein einfaches Beispiel der Standpunkt klargestellt wird, den die Einsteinsche Gravitationstheorie bei Beschreibung dieses Gesetzes einnimmt, und die Beziehung dieses Standpunktes dem Newtonschen.

HAA



**co Persico.** Sul principio di equivalenza in relatività. *Lincei Rend.* (5) [6], 98—100, [1922, Nr. 5/6. [S. 1414.]]

HOROVITZ.

**othy M. Wrinch.** On the Lateral Vibrations of Rods of Variable Cross-section. *Phil. Mag.* (6) 46, 273—291, 1923, Nr. 272, August. In einer vorangegangenen Untersuchung [Proc. Roy. Soc. (A) 101, 493—508, 1922] sind die Querschwingungen dünner konischen Stäbe und die Lage seiner Knoten behandelt, wobei das Stabende als frei vorausgesetzt wurde. Auch in der vorliegenden Abhandlung das spitze Stabende als frei vorausgesetzt. Bedeutet  $w$  den Abstand eines Querschnitts von der Spitze und  $\omega$  seine Fläche, so wird  $\omega = A w^{2\lambda}$  gesetzt. Jeder Querschnitt soll von der Ebene, in welcher die Querschwingungen  $y$  liegen, in einer Gerade geschnitten werden, welche senkrecht zu einer Hauptachse des Querschnitts ist, Integrationsradius in bezug auf diese Hauptachse sei  $k = B w^\mu$ .  $A$ ,  $B$ ,  $\lambda$  und  $\mu$  sind Konstanten,  $\mu$  aber soll (zur Vereinfachung der Rechnung) stets kleiner als 2 sein.

Man nun die neue Variable  $z = w \sqrt{\frac{4-2\mu}{\epsilon} \frac{\rho p^2}{B}}$  in die Schwingungsgleichung eingeführt,

wo  $\rho$  die Dichte des Stabes,  $\epsilon$  sein Elastizitätsmodul und  $2\pi/p$  die Schwingungsperiode ist, so wird die Schwingungsgleichung

$$(\mathfrak{D} - 2\lambda + 2\mu - 2)(\mathfrak{D} + 2) + (2\mu - 3)\mathfrak{D}(\mathfrak{D} - 1)y = z^{4-2\mu}y, \text{ worin } \mathfrak{D} = z \frac{\partial}{\partial z}.$$

Bei Integration dieser Gleichung werden die Schwingungsdauern für den Fall, daß das untere Stabende festgeklemt ist, berechnet. Aus dem Integral ergeben sich auch die Abstände, welche die Knotenstellen für jede Periode von der Spitze haben. Der Abstand zwischen je zwei benachbarten Knoten ist um so kleiner, je näher sie der Spitze liegen.

LÜBECK.

**Adair.** On the Donnan equilibrium and the equation of Gibbs. *Science* 58, 13, 1923, Nr. 1488. Die von F. Donnan 1911 mitgeteilte Theorie des Gleichgewichts ist nach dem Verf. ein Beitrag zu den Theorien, welche Willard Gibbs 1875 in den Transactions of the Connecticut Academy veröffentlicht hat. Als Beweis zitiert er einen Abschnitt aus der 1906 erschienenen Ausgabe der Scientific Papers von Gibbs.

LÜBECK.

**Kimball, Jr.** General Electric Research Laboratory. Internal friction theory of shaft whirling. *Phys. Rev.* (2) 21, 703, 1923, Nr. 6. Theoretisch wird bewiesen, daß auf eine rotierende Achse bei fortschreitender Biegung eine innere Reibung wirken kann, welche die Geschwindigkeit des Schleuderns über den Wert der ersten kritischen Geschwindigkeit steigert. Über die Ursache der inneren Reibung keine Annahme gemacht, sie kann von einer molekularen Reibung oder von der Reibung an der Oberfläche herrühren. Die Theorie wurde abgeleitet aus Beobachtungen an einem geeigneten Achsenmodell, sie ist ein Beitrag zu den Untersuchungen von Neukirk über das Schlagen und Schleudern von Achsen.

LÜBECK.

**Leons Schaefer.** Bemerkung zu einer Arbeit von A. Mallock: On the Elasticity of Metals as affected by Temperature. *ZS. f. Phys.* 17, 152—154, 1923, Nr. 2. Verf. weist darauf hin, daß im Gegensatz zu den Angaben von Mallock sowohl schweizerische als amerikanische Forscher sich mit der Materie beschäftigt haben, sondern daß er selbst ausführliche systematische Versuche darüber angestellt hat. *d. D. Phys. Ges.* 2, 122, 1900; *Ann. d. Phys.* 5, 220, 1901; 9, 665, 1902) und ein vollständiges Literaturverzeichnis gegeben hat. Zwischen seinen Ergebnissen

und denen von Mallock besteht deutlicher Parallelismus, aber keine Übereinstimmung in den Zahlenwerten, wobei die von Mallock als weniger zuverlässig angesehen werden. Die Arbeit des Verf. enthält ferner, außer dem Hinweis auf den Zusammenhang der Änderung des Elastizitätsmoduls mit der Schmelztemperatur und den Dehnungskoeffizienten, Angaben über seinen Temperaturkoeffizienten und des Torsionsmoduls, sowie über die Abhängigkeit der elastischen Nachwirkung von der Temperatur, schließlich noch den Nachweis, daß die angegebenen Temperaturkoeffizienten periodische Funktionen des Atomgewichts sind.

**Stress Recorder.** Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) **59**, 35E—36E, 1923, Nr. 4. Apparat ruht mit zwei Spitzen fest auf dem zu untersuchenden Konstruktionsgegenstand, während eine dritte bewegliche Spitze dessen Längenänderungen auf einen Streifen überträgt, der seine Bewegungen auf einen abrollenden Zelluloidstreifen aufzeichnet. Bei geeigneter Stichelform sollen sich auf diesem sehr feine Zeichnungen erlauben lassen, die starke Vergrößerungen vertragen, so daß man auf 0,01 mm ablesen kann. Das was bei einem weichen Stahl einer Spannung von 0,055 kg/mm<sup>2</sup> entspricht. Apparat ist namentlich auch zur Untersuchung von Schwingungen bestimmt, wobei noch Zeitmarken auf den abrollenden Streifen aufgedruckt werden.

**Suggested methods of tension testing of metallic materials.** Engineering **116**, 280—282, 1923, Nr. 3009. Die Arbeit ist ein Auszug aus dem Bericht des Ausschusses für Materialprüfmethoden auf der Sitzung der Amer. Ges. f. Materialprüfung im Juni 1923. Bei Blechen sollen für Zerreißproben Flachstäbe mit einer Meßlänge von 8" genommen werden, deren Dicke gleich der Blechstärke ist; bei dickeren Blechen ist ein bearbeiteter Stab vorzuziehen. Der gewöhnliche Rund-Zerreißstab besitzt einen Durchmesser von  $\frac{1}{2} \pm 0,005$ " bei einer Meßlänge von 2". Sonst sind Proportionalitätsstäbe zulässig, deren Meßlänge gleich dem vierfachen Durchmesser ist. Die Enden der Stäbe sind nicht vorgeschrieben, doch soll der Übergang zu den Köpfen namentlich bei sprödem Material, allmählich erfolgen; die Oberflächen müssen sauber bearbeitet sein. Der Querschnitt ist mit einem Mikrometer auf  $\frac{1}{200}$  des Wertes zu messen. Zur Einspannung dienen bei Flachstäben Reißkeile, sonst Gewindeköpfe mit Schultern; dabei müssen die eigentlichen Einspannstücke in der Maschine in Klemmschalen liegen. Dünne Bleche werden zwischen glatte konische Keile genommen. Drähte durch eine Scherenvorrichtung gefaßt. Bei Normalstäben aus Eisen soll die Geschwindigkeit der Maschinenköpfe eine solche sein, daß die Wage ständig im Gleichgewicht gehalten werden kann und im übrigen folgende Werte nicht überschritten werden:

Festigkeit	Meßlänge	Maximale Geschwindigkeit bei der	
		Streckgrenze Zoll/Min.	Bruchgrenze Zoll/Min.
unter 80000 . . . . .	2	0,50	2,0
	8	2,00	6,0
über 80000 . . . . .	2	0,25	1,0
	8	0,50	2,0

Bei 2" Meßlänge soll die Geschwindigkeit bei Bestimmung der Elastizitätsgrenze nicht mehr als 0,125 und bei der der Proportionalitätsgrenze nicht mehr als 0,025 Zoll/Min.

agen. Die Dehnung darf auf gewöhnliche Weise nur bestimmt werden, wenn der Versuch im mittleren Drittel erfolgt, andernfalls ist ein dem von Martens angegebenen Prinzip ähnliches Verfahren zu verwenden.

BERNDT.

lastic Limit Indicator for Commercial Testing. Amer. Mach. (Europ. Ausg.) 59, 39E—40E, 1923, Nr. 5. Für die Versuche wird ein Probestab benutzt, dessen eine Hälfte einen großen Querschnitt besitzt. Der Apparat legt sich mit zwei Hebeln an den so gebildeten Absatz und gegen das Ende des dünneren Stabteils. Ihr Überverhältnis ist unter Berücksichtigung der verschiedenen Querschnitte des Stabes gewählt, daß beide Hebel bei kleinen Kräften den gleichen Ausschlag geben, obwohl der dünnere Stab infolge seiner großen Länge sich stärker dehnt. Die gegenwärtige Bewegung der beiden Hebel wird durch eine (an dem Ende des einen Hebels angebrachte) Meßuhr angezeigt. Der Zeiger bleibt stehen, solange die Proportionalitäts-Grenze nicht überschritten ist.

BERNDT.

Coe. The behaviour of metals under compressive stresses. Engineering 116, 349—351, 1923, Nr. 3011. Die Druckversuche wurden an Stücken von verschiedener Länge und meist  $\frac{3}{4}$ " Durchmesser angestellt. Die Last wurde in Stufen von 2 über 1 Minute aufrechterhalten, dann wurden Länge und Durchmesser auf  $\frac{1}{100}$  gemessen und der Versuch mit der nächsten Last fortgesetzt. Meist zeigten die Längenmessungen schon früher eine bleibende Deformation an. Untersucht wurden folgende Metalle: Sn, Pb, Zn, Sb, Al, Ag, Cu, Fe und Ni. Trägt man die Längenzunahme gegen die Last auf, so erhält man keine kontinuierlichen Kurven, diese zeigen vielmehr einen Knick oder eine Umbiegung. Nach Erreichen der Elastizitätsgrenze oder Streckgrenze wächst also der Fließbetrag zunächst bis zu einem Maximum. Bei dem erwähnten kritischen Punkt auftretenden Spannungen sind für den ursprünglichen und den tatsächlich vorhandenen Querschnitt berechnet. Die letzteren stimmen sehr nahe mit der Zerreißfestigkeit überein. Für gepreßtes und geglühtes Eisen haben diese kritischen Spannungen nahezu gleiche Werte. Bei langsam gegebenem Cu ist kaum eine Umbiegung der Kurve zu bemerken, während sie bei Fe und Ni sogar völlig fehlt. Bei der kritischen Spannung zeigt auch die Zusammenfassung ein Maximum.

BERNDT.

Appl. Versuchsanordnungen zur Bestimmung der Schwingungsfestigkeit von Materialien. Maschinenbau 2, 1002—1004, 1923, Nr. 25/26. (Gestaltung 2—280.) Als maßgebende Grundsätze dafür werden aufgestellt: möglichst geringe Aufwand Arbeit für den Versuch und andererseits Lieferung eines Ergebnisses, das ein möglichst getreues Bild für die zulässige Beanspruchung gibt. Zunächst wurde das Mölorsche Verfahren wiederholt (Einspannung des Stabes an beiden Enden in Kugeln, Last wirkt in der Mitte ein, Stab wird gedreht). Als Schwingungsfestigkeit wurde diejenige Spannung gewählt, bei welcher die Probe 10000000 Lastwechsel aushält. Die Spannung wurde von einer bestimmten Stelle aus in kleinen Stufen so lange gesteigert, bis an den angegebenen Verhältnissen Bruch erfolgte. Es wird ausführlich auseinandergesetzt, wie die Schwingungsfestigkeit dabei zu berechnen ist. Ein gewisses, allerdings unvollkommenes Maß für die Schwingungsfestigkeit gibt auch der Kerbschlagversuch; besser ist die Benutzung des Kruppschen Dauerschlagwerkes. Neuerdings werden Verdrehungsschwingungen benutzt. Der als Welle ausgebildete Versuchsstab ist an einem Ende festgespannt und trägt am anderen eine Schwingmasse, wobei die Lagerung Durchbiegung vermieden ist. Auf die Schwingmasse läßt man eine periodische Kraft im Rhythmus der Eigenschwingungszahl wirken; ihre Größe



wird so geregelt, daß ein bestimmter Ausschlagwinkel entsteht. Um keine zu große Kraft zu erhalten, wird an der Schwungscheibe eine Bremsvorrichtung angebracht, die einen Teil der Energie vernichtet; zur Regelung der Periode wird der Phasenverschiebungswinkel benutzt. Der Versuch wird sonst in ähnlicher Weise wie bei der Wöhlerschen Methode durchgeführt. Gegen das Kruppsche Dauerschlagversuch wird eingewandt, daß die Festigkeit schon beim ersten Schlag überschritten wird und es somit Aufschluß über die Fortschrittsgeschwindigkeit des Risses im Material gibt. Außerdem wird nur ein begrenzter Bezirk geprüft, ferner wird nur ein Teil der Bärenergie als Formänderungsarbeit zur Ausbildung des Risses ausgenutzt. Die Wöhlersche Methode ist zu umständlich. Bei dem Drehschwingungsversuch erfolgt der erste Riß nicht in Richtung der Drehritzen, sondern unter 90 oder 45°. Andererseits gleiten die Bruchflächen aneinander und zermürben dadurch, so daß keinen Aufschluß über den Bruchvorgang geben. Dafür ist aber die ganze Versuchsausführung sehr einfach.

**Graefe.** Die chemische, metallographische und physikalische Prüfung von Stahl (in Stangenform). Maschinenbau 2, 961—964, 1923, Nr. 24. (Gestaltung 24—260.) In der Regel reichen der Zerreißversuch und die Kerbschlagprobe nicht aus, um Fehler des Materials festzustellen. Es muß dann die Kleingefüge- und die chemische Untersuchung hinzugenommen werden; bei letzterer sind vor allem auch die gelösten Gase zu bestimmen, ferner C, Mn, Si, P, S, zuweilen Cu und As, bei Sonderstählen auch die Legierungsbestandteile. Diese Prüfungen zusammen lassen auch erkennen, ob eine unbekannte Stahlmarke für einen bestimmten Zweck geeignet ist. Nach Festimmung ihrer Haltepunkte werden sämtliche physikalischen Prüfungen im geglähten, geschmiedeten, gehärteten Zustande (Abschreckung in Wasser und Öl) und auch bei verschiedenen Anlaßtemperaturen ausgeführt. Die Ergebnisse werden in Kurvenform aufgetragen, wofür eine Reihe von Beispielen wiedergegeben ist, die einzelnen Stahlsorten nach ihrer Verwendung gesammelt. Liegt dieses Material vor, so genügt bei laufenden Lieferungen: makroskopische Gefügeuntersuchung, chemische Analyse (wobei aber nicht immer eine Gesamtanalyse notwendig ist), Festimmung der spezifischen Schlagarbeit und der Festigkeit; letztere kann eventuell durch die Härteprüfung ersetzt werden. Die laufenden physikalischen Untersuchungen sollen möglichst an normalisierten Proben erfolgen. Die Art der Herstellung von Stählen läßt sich durch die Materialprüfung nicht mit Sicherheit bestimmen.

**P. Oberhoffer und H. Stein.** Über den Einfluß der Gießtemperatur auf die Eigenschaften von grauem Gußeisen. Gießerei 10, 423—425, 431—433, 1913, Nr. 38 u. 39. Nach Angabe der von Hailstone (Iron Age 1916 und Carnegie Scholar Mem. 5, 51, 1913) erhaltenen Ergebnisse wird über eigene Laboratoriums- und Gießversuche berichtet. Danach nehmen Biege-, Zerreißfestigkeit und Härte mit sinkender Gießtemperatur von einem Höchstwert bei 1225 bis 1235° ab; die Durchbiegung ist ziemlich unabhängig, während die Kerbschlagarbeit stark sinkt. Der Graphitgehalt größer, sein Gehalt nimmt etwas zu. Die chemische Zusammensetzung wird nicht beeinflusst, höchstens nimmt der Mn-Gehalt (infolge Ausseignens von MnS durch langes Stehen in der Pfanne) etwas ab. Das Gefüge wird von der Gießtemperatur deutlich beeinflusst, das Eutektikum scheidet sich bei hoher Temperatur netzwerkartig aus. Maßgebend für die Festigkeitseigenschaften dürfte die Ausbildungsform des Graphits sein. Für Gießtemperaturen unter 1225° nimmt das spezifische Gewicht mit sinkender Temperatur ab, was im wesentlichen durch die größere Zahl der Gußblasen bedingt ist; die Schwindung wächst dagegen stark an.

**Bauer und K. Sipp.** Versuche zur Klärung der Abhängigkeit der Windung und Lunkerung beim Gußeisen von der Gattierung. Stahl u. Eisen **43**, 1239—1247, 1923, Nr. 39. [S. 1444.]

**Johnstone-Taylor.** Testing Bearing Metals and Lubricants. Amer. Mach. Engr. Ausgabe **58**, 700—702, 1923, Nr. 19. Bereits berichtet nach der Veröff. in der Ger. Ausgabe **58**, 700, 1923. Vgl. diese Ber. S. 916. BERNDT.

**Emolke.** Die neuesten Forschungen über den Temperaturverlauf und die Wärmespannungen in Verbrennungsmotoren. Die Wärme **46**, 327—330, 1923, Nr. 30. [S. 1504.] JAKOB.

**Strad.** Logoides de glissement des terres. C. R. **174**, 740—742, 1922, Nr. 11. SCHEEL.

**Yan-ichi Terazawa.** On the Decay of Vortices in a Viscous Fluid. Japanese Journ. of Phys. **1**, 7—19, 1922, Nr. 2. Für einen einzelnen Wirbel in einer ungesättigten zähen, inkompressiblen Flüssigkeit, der nur unter dem Einfluß der Zähigkeit steht und durch ihre Einwirkung an Stärke abnimmt, lautet für zweidimensionalen Ansatz eine Lösung der Bewegungsgleichungen:

$$\omega = \frac{1}{2\mu t} e^{-\frac{r^2}{4\mu t}} \cdot \int_0^{\infty} f(\alpha) \cdot e^{-\frac{\alpha^2}{4\mu t}} \cdot J_0\left(\frac{\alpha r}{2\mu t}\right) \alpha d\alpha,$$

wo  $\alpha$  der kinematische Zähigkeitskoeffizient,  $r$  der Radiusvektor (bezogen auf den Symmetriepunkt als Anfangspunkt) ist und die Anfangsverteilung  $\omega_0 = f(r)$  für

$t=0$  bekannt sein muß. — Ist z. B.  $\omega_0 = C \cdot e^{-\frac{r^2}{4a^2}}$ , wo  $C$  eine Konstante und  $a$  ein beliebig kleiner Wert ist, der es gestattet, den „Wirkungsbereich“ des ursprünglichen Wirbels in beliebigem Maße auf den Anfangspunkt zusammenschrumpfen zu lassen,

so die Lösung:  $\omega = \frac{Ca^2}{a^2 + \mu t} \cdot e^{-\frac{r^2}{4(a^2 + \mu t)}}$ . Die Zeit, binnen welcher die Wirbelstärke auf die Hälfte abgenommen hat, ergibt sich für  $a = 1/2$  zu 2 sec für Luft und 1 sec für Wasser. — Ist

$$\omega_0 = C \quad \text{für} \quad r < a,$$

$$\omega_0 = 0 \quad \text{für} \quad r > a,$$

$$\omega = C - Ce^{-\frac{a^2 + r^2}{4\mu t}} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{r}{a}\right)^m \cdot J_m\left(\frac{ar}{2\mu t}\right) \quad \text{für} \quad r < a,$$

$$\omega = Ce^{-\frac{a^2 + r^2}{4\mu t}} \cdot \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^m \cdot J_m\left(\frac{ar}{2\mu t}\right) \quad \text{für} \quad r > a,$$

wo die Besselsche Funktion  $m$  ter Ordnung ist. EISNER.

**Jeffery.** The Motion of Ellipsoidal Particles Immersed in a Viscous Fluid. Proc. Roy. Soc. London (A) **102**, 161—179, 1922, Nr. 715. Einstein hat (Nachtrag 1911) in den Ann. d. Phys. die Molekülgröße  $V$  für einen gelösten Stoff aus der inneren Reibung der (nicht dissoziierten) Lösung  $\mu^*$  und der des reinen Lösungsmittels  $\mu$  dadurch zu bestimmen versucht, daß er die durch ein solches gelöste Molekül hervorgerufene Beeinflussung des Lösungsmittels unter der Annahme kugelförmiger Gestalt des Moleküls mit Hilfe der hydrodynamischen Gleichungen

(Bewegung eines festen Körpers in homogener Flüssigkeitsmasse) betrachtete un-  
Erhöhung der inneren Reibung der Lösung zu  $\mu^* = \mu(1 + 2,5 \cdot V)$  errechnete.

Erweiterung auf ellipsoidale Teilchen  $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1$  führt, wenn Produkt

Quadrate von Geschwindigkeiten vernachlässigt werden, zu dem Ergebnis, daß  
von der zähen Flüssigkeit auf den Körper ausgeübten Kraftwirkungen lediglich  
Drehmomenten bestehen, deren einer Teil dem Ellipsoid (mit dem »spin«  $\omega_1$ ,  
den gleichen »spin«  $\xi, \eta, \zeta$  mitzuteilen sucht, den die umgebende Flüssigkeit be-  
während der andere Teil die Achsen des Ellipsoids in bestimmte Lage zu den H-  
richtungen der Bewegung der Flüssigkeit zu bringen bestrebt ist. Ungestörte  
sigkeitsbewegung:  $u_0 = ax + hy + gz + \eta z - \xi y$  usw. Bewegungsgleichungen  
den obigen Voraussetzungen:  $\mu \cdot \nabla^2(u) = \partial p / \partial x$  usw., nebst Kontinuitätsgleichung  
Randbedingung auf der Ellipsoidoberfläche:  $u = \omega_2 z - \omega_3 y$  usw. Unter Verwen-  
elliptischer Koordinaten mit den Abkürzungen:

$\lambda =$  positive Wurzel der Gleichung  $\frac{x^2}{a^2 + \lambda} + \frac{y^2}{b^2 + \lambda} + \frac{z^2}{c^2 + \lambda} = 1$ ;

$$\Omega = \int_{\lambda}^{\infty} \left\{ \frac{x^2}{a^2 + \lambda} + \frac{y^2}{b^2 + \lambda} + \frac{z^2}{c^2 + \lambda} - 1 \right\} \frac{d\lambda}{r}; \quad r = \sqrt{(a^2 + \lambda)(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)}$$

$$\chi_1 = y \cdot z \cdot \int_{\lambda}^{\infty} \frac{d\lambda}{(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda) \cdot r}; \quad \text{entsprechend } \chi_2, \chi_3$$

wird eine Lösung der Bewegungsgleichungen gegeben durch:

$$\begin{aligned} u = u_0 &+ \frac{\partial}{\partial x} (R \chi_1 + S \chi_2 + T \chi_3) + (2a^2 A - 2b^2 B) \frac{\partial \chi_3}{\partial y} - (2c^2 C - 2a^3 A) \frac{\partial \chi_2}{\partial z} \\ &+ A \left( x \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} - \frac{\partial \Omega}{\partial x} \right) + H \left( x \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \partial y} + \frac{\partial \Omega}{\partial y} \right) + G' \left( x \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \partial z} - \frac{\partial \Omega}{\partial z} \right) \\ &+ y \left( H' \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + B \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \partial y} + F \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \partial z} \right) \\ &+ z \left( G \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + F' \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \partial y} + C \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \partial z} \right), \end{aligned}$$

$r, w$  entsprechend. — Selbst für den Fall, daß außer dem Flüssigkeitsdruck  
Kräfte wirksam sind, kann die Bewegung nur für den Sonderfall einer laminaren  
bewegung ( $u_0 = v_0 = 0$ ;  $w_0 = k y_0$ ) ihrem Charakter nach näher bestimmt werden  
in anderen Fällen ist eine Lösung bisher nicht gelungen. Hierfür hat die Bewe-  
des Teilchens für den Fall eines Rotationsellipsoids Ähnlichkeit mit gewissen Kr-  
bewegungen (periodische Konusbewegung der Umdrehungsachse); eine char-  
akteristische Lösung kann auch angegeben werden, wenn eine der Ellipsoidachsen  
gewisse Lage zur ungestörten (laminaren) Bewegung hat. Die Betrachtung der En-  
dissipation der Lösung (unter gewissen Vernachlässigungen) ergibt, daß Einat-  
Formel mit anderem Zahlenfaktor ihre Gültigkeit behält; die absolute Größe  
Zahlenfaktors ist wegen der Unbestimmtheit in der Lösung der Bewegungsgleichung  
nicht zu ermitteln; für den Sonderfall laminarer Bewegung (s. oben) und des Rotat-  
ellipsoids können jedoch obere und untere Grenzwerte für verschiedene Ellip-  
formen angegeben werden. Versuch, die Unbestimmtheit zu beseitigen, durch  
Annahme, daß die Teilchen des gelösten Stoffes sich in der Lösung so richten we-  
daß die Energiedissipation im ganzen ein Minimum wird. Ist dies der Fall  
stellen sich bei der erwähnten laminaren Bewegung Ellipsoide mit  $b = c = a$   
(prolate spheroids) mit einer ihrer Achsen  $\perp$  zur Ebene der ungestörten Bewe-



en sich mit konstanten Winkelgeschwindigkeiten und die Bewegung ist stationär; plattete Rotationsellipsoide stellen sich mit einem Äquatordurchmesser  $\perp$  zur e der ungestörten Bewegung und rotieren um diesen mit periodisch wechselnder Winkelgeschwindigkeit. Der Zahlenwert in der Formel für die Reibung wird dann er kleiner als 2,5. Experimentelle Prüfung wäre erwünscht. EISNER.

**Sandranath Sen.** On the steady motion of a viscous fluid due to the motion of two spheroids about their common axis of revolution. Bull. Calcutta Math. Soc. **13**, 17—34, 1922, Nr. 1/2. Für die zwei Körper:

$$\left. \begin{aligned} x_i &= k_i (1 - \mu_i^2)^{1/2} \cdot (\lambda_i^2 \mp 1)^{1/2} \cdot \cos \omega \\ y_i &= k_i (1 - \mu_i^2)^{1/2} \cdot (\lambda_i^2 \mp 1)^{1/2} \cdot \sin \omega \\ z_i &= k_i \mu_i \lambda_i \end{aligned} \right\} (i = 1, 2),$$

mit den Winkelgeschwindigkeiten  $w_i$  um die Verbindungsgerade ihrer Mittelpunkte  $O_i$ , wird für die Tangentialgeschwindigkeit  $v$ , welche (vgl. z. B. Jeffery, Proc. Camb. Math. Soc. 1915, Febr.), in Zylinderkoordinaten  $\varrho, \varphi, z$  ausgedrückt, der Laplaceschen Gleichung  $\nabla^2(v \cdot \sin \varphi) = 0$ ;  $v = f(\varrho, z)$  zu genügen hat, die Lösung

$$v = \sum_{n=1}^{\infty} \{ A_n \cdot P_n^1(\mu_1) \cdot Q_n^1(\lambda_1) + B_n \cdot P_n^1(\mu_2) \cdot Q_n^1(\lambda_2) \}$$

erz. Die Konstanten  $A_n$  und  $B_n$  sind so zu bestimmen, daß  $v$  im Unendlichen verschwindet und daß auf der Oberfläche der beiden Körper  $r = \varrho_i \cdot w_i$  ( $i = 1, 2$ ) gilt;  $P_n^\sigma$  und  $Q_n^\sigma$  sind die Koeffizienten der Reihen, die bei der allgemeinen Lösung der Legendreschen Differentialgleichung durch Kugelfunktionen zweiter Art entstehen. — Durch eine geschickte Transformation des Produktes  $P_n^\sigma(\mu_2) \cdot Q_n^\sigma(\lambda_2)$  in einen Reihenausdruck, der außer den Abmessungen der Körper und ihrer gegenseitigen Stellung  $s$  nur noch  $P_m^\sigma(\mu_1) \cdot Q_m^\sigma(\lambda_1)$  und Ableitungen von  $Q(s/k_1)$  enthält und die Abhängigkeit von  $v$  von Legendreschen Polynomen nur hinsichtlich des einen Körpers vermittelt, gelingt im wesentlichen die Lösung des Problems. Diese Information dürfte auch für die Behandlung anderer Probleme mit Kugelfunktionen von Bedeutung sein. Für die  $A_n$  und  $B_n$  werden aus den Bedingungen an den Oberflächen der Körper durch Gleichsetzung der Koeffizienten entsprechender Reihenglieder Rekursionsformeln gewonnen, in denen natürlich die  $P$ - und  $Q$ -Funktionen mit den Werten, die sie auf den Körperoberflächen annehmen, vorkommen. Das Problem ist also weit gefördert, daß unter Zuhilfenahme der Arbeiten von u. a. Teopltz (Circ. di Palermo **28**, 88—96, 1909) und Hilbert (Götting. Nachr., S. 157—227, 1909) eine vollständige Auswertung vorgenommen werden kann. Zum Zwecke besserer zahlenmäßiger Auswertung werden unter der Voraussetzung, daß man die dritte, fünfte, bzw. siebente Potenz des Verhältnisses  $\frac{\text{Längenabmessung eines der Körper}}{\text{Abstand der Körpermittelpunkte}}$  vernachlässigen kann, für die  $A_n$  und  $B_n$  geschlossene Ausdrücke (enthaltend  $P_n^1$  und  $Q_n^1$ ) angegeben und so die Lösung für  $v$  auf einige Reihenglieder vereinfacht. Für den Fall, daß die dritte Potenz der Exzentrität  $e = \frac{1}{\lambda}$  vernachlässigt werden kann, werden die zuletzt gefundenen Lösungen ebenfalls in geschlossener Form gegeben. — Richtigstellung von einigen Gliedern der früheren Arbeit (Bull. Calc. Math. Soc. **10**, Nr. 1) und Vergleich mit einer früheren Arbeit von Bijou Dutt (Bull. Calc. Math. Soc. **10**, 43—53, 1918/19). Ein entsprechendes Problem unter vereinfachten Gesichtspunkten behandelte,

sowie Nachweis der in dieser Arbeit (übrigens schon früher von Jeffery bema-  
vorgenommenen unzulässigen Vernachlässigungen, die zu fehlerhaften Res-  
führten.

**Nripendranath Sen.** On Liquid Motion inside a Rotating Elliptic Qua-  
Tôhoku Math. Journ. **22**, 275–283, 1923, Nr. 3/4. Mit  $x + iy = c \cosh(\xi + i\eta)$   
wenn  $w$  die Rotationsgeschwindigkeit (Winkelgeschwindigkeit) und auf der  
 $\xi = \alpha$  ist, die Stromfunktion  $\psi$  folgendermaßen angesetzt:

$$\psi = \frac{w c^2}{4} \left[ -\frac{4}{\pi} \left\{ \eta - \frac{\pi}{4} \right\} \cosh 2\xi \cdot \cos 2\eta + \{\xi - \alpha\} \sinh 2\xi \cdot \sin 2\eta + \left\{ \eta - \frac{\pi}{4} \right\} \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^{\infty} \{A_m \sinh 2m(\xi - \alpha) + B_m \sinh 2m\xi\} \sin 2m\eta \right].$$

Aus den Randbedingungen (für  $\xi = 0$  und für  $\xi = \alpha$  muß  $0 \leq \eta \leq \pi/2$  sein,

$$A_1 = \frac{-3}{\pi \sinh 2\alpha}, \quad B_1 = \frac{3}{\pi} \cosh 2\alpha,$$

$$A_m = (-1)^{m+1} \frac{2}{\pi \sinh 2m\alpha} \left[ \frac{1}{m+1} + \frac{1}{m-1} - \frac{2}{m} \right],$$

$$B_{2m} = \frac{2}{\pi \sinh 4m\alpha} \left[ \frac{1}{2m+1} + \frac{1}{2m-1} - \frac{1}{m} \right], \quad B_{2m+1} \text{ ähnlich}$$

Aus  $\Phi + i\psi = f(\xi + i\eta)$  und aus  $T = -\rho/2 \iint \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial n} ds$  werden entspre-

Ausdrücke für das Geschwindigkeitspotential  $\Phi$  und die kinetische Energie  
geleitet. Für den Sonderfall, daß die Ellipse zum Kreis vom Radius  $a$  ausartet,  
Polarkoordinaten  $r, \eta$  eingeführt ( $ce^\xi = 2r, ce^\alpha = 2a$ ) und die Ergebnisse mit  
Resultaten von Greenhill (Mess. Math. **8**, 89, 1879) in Übereinstimmung ge-  
In einer früheren Arbeit (Bull. Calc. Math. Soc. **9**, 7, 1920) wurden für  $\Phi$   
etwas andere, aber ähnlich gebaute Ausdrücke gefunden, aus denen die der vor-  
den Arbeit durch einige Transformationen abgeleitet werden können.

**Nripendranath Sen.** On the motion of two Spheroids in an infinite l-  
Bull. Calcutta Math. Soc. **13**, 53–70, 1922, Nr. 1/2. Diese Arbeit ist eine Erwei-  
der vorstehend besprochenen. Die Bewegung der beiden Körper ist jedoch volle-  
beliebig (Translation und gleichzeitige Drehung um die gemeinsame Achse der  
drehungskörper), und hinsichtlich der Stärke der Abplattung oder Überhöhung  
bzw. prolate“, entsprechend dem + bzw. – Zeichen in der zweiten Klammer  
und  $y$  in den obigen (voriges Ref.) Gleichungen), sowie auch des Abstandes der  
bestehen keinerlei Beschränkungen. — Die Lösung der Laplaceschen Gle-  
 $\nabla^2 \Phi = 0$  mit den Randbedingungen  $\Phi = 0$  im Unendlichen und den der Bew-  
der Körper entsprechenden Werten auf den Oberflächen der Körper lautet nun

$$\Phi = \sum_{n=1}^{\infty} \{A_n \cdot P_n(\mu_1) \cdot Q_n(\lambda_1) + a_n \cdot P_n(\mu_2) \cdot Q_n(\lambda_2) \\ + P_n^1(\mu_1) \cdot Q_n^1(\lambda_1) (B_n \cdot \cos \omega + C_n \sin \omega) \\ + P_n^1(\mu_2) \cdot Q_n^1(\lambda_2) (b_n \cdot \cos \omega + c_n \sin \omega)\}.$$

Die weitere Behandlungsweise [Transformation des Produktes  $P_n^\sigma(\mu_2) \cdot Q_n^\sigma(\lambda_2)$ , E-  
lung der  $A, B, C, a, b, c$ ] ist genau die gleiche wie in der ersten Arbeit.  
hier werden für die gleichen Spezialfälle geschlossene Näherungsausdrücke f

stanten entwickelt, auf die Möglichkeit einer geschlossenen Darstellung von  $\Phi$  harmonischen Kugelfunktionen wird allerdings nur hingewiesen. Beide Arbeiten zeichnen sich durch Klarheit der Darstellung aus, enthalten allerdings an einigen Stellen unnötige Wiederholungen. Sie sind weniger ein Beitrag zur Hydrodynamik, vielmehr in mancher Hinsicht eine Erweiterung in der Anwendung der Theorie Legendreschen Funktionen. EISNER.

Chapman. A Note on the Fluctuation of Water-Level in a Tidal-Power Reservoir. Phil. Mag. (6) 46, 101—108, 1923, Nr. 271, Juli. Die Höhendifferenz  $h$  zwischen dem Meeresspiegel, welcher einer Ebbe- und Flutbewegung von der Form  $h_0 \sin \alpha t$  unterworfen ist, und einem abgeschlossenen Becken von der (mit der Tiefe veränderlichen) Grundfläche  $A$ , welches mit dem Meer durch Öffnungen von der Gesamtgröße  $a$  in Verbindung steht, kann angenähert durch  $h = h_0 \sin(\alpha t + \varepsilon)$  dargestellt werden, wenn die Öffnungen dauernd unter Wasser liegen und der Ebbe- und Flutstrom frei ( $v = \pm \sqrt{2g \cdot |\pm h|}$ ) aus- bzw. eintreten kann;  $\alpha = \frac{2\pi}{12 \cdot 25 \text{ min}}$ . Die Fourier-Entwicklungen für  $|\pm h| = \sqrt{\pm |\sin \alpha t|}$  (d. h. die Phasenverschiebung  $\varepsilon$  wird hier zunächst vernachlässigt) folgt  $h_0 = (H_0^2 + h^2)^{1/2} - k$  und  $t g \varepsilon = (2k/h_0)^{1/2}$ , wo  $k = 2,018 \cdot 10^9 \cdot \left(\frac{a}{A}\right)^{3/2}$ . Es wird dann dasjenige Verhältnis  $\frac{a}{A}$  bestimmt, für welches (theoretisch!) die größte Kraftleistung (Wassermenge  $\times$  Gefälle) erreicht wird; die angegebenen Zahlen sind jedoch falsch, da die Kraftleistung nicht proportional  $a \cdot h_0$ , sondern proportional  $a \cdot h_0^{3/2}$  ist. Außer diesem grundsätzlichen Fehler ändert sich noch nichts; insbesondere ist der Vergleich mit den von Professor Gibson im „Engineering“ 1920 auf zeichnerischem Wege gefundenen Ergebnissen wertvoll. Die Arbeit stellt somit einen ersten Schritt auf dem Wege dar, die Möglichkeit einer Leistungsgewinnung durch Ausnutzung der Ebbe und Flut auch quantitativ zu beleuchten. EISNER.

Sparre. Sur le rendement des turbines à réaction munies de tubes d'aspiration. C. R. 176, 935—939, 1923, Nr. 14. Berichtung ebenda S. 1432, 1920. SCHEEL.

Cisotti. Remarque sur la Note „Circulation superficielle“ de M. P. Noaillon. C. R. 176, 1209—1210, 1923, Nr. 18. Kurzer Hinweis darauf, daß Cisotti in den Rend. del Circ. Mat. di Palermo und den Atti del R. Istituto Veneto den Satz ableitete: Bewegt sich ein fester Körper mit konstanter Geschwindigkeit in einer unbegrenzten vollkommenen Flüssigkeit, die zuvor in Ruhe und keinen Widerstand unterworfen ist, so übt die Flüssigkeit auf den Körper einen Druck von der Größe Null aus, und die Wirkung besteht lediglich in einem solchen Kräftepaar, daß die Tangentialkomponente in der Bewegungsrichtung verschwindet. Das Ergebnis kann ausgedeutet werden auf beliebige (auch nicht drehungsfreie) Bewegung auch kompressibler Flüssigkeit. Das Resultat von Noaillon (s. S. 1353) ist hierin mit enthalten. Die genannten Arbeiten Cisottis behandeln auch eine beliebige permanente Bewegung eines Körpers und eine Begrenzung der Flüssigkeit durch Wände. EISNER.

Blétt. An Investigation of the Angle of Contact between Paraffin and Water. Phil. Mag. (6) 46, 244—256, 272, 1923, August. Der Randwinkel zwischen Paraffin und Wasser wird dadurch ermittelt, daß ein Gefäß, in dem sich ein mit Paraffin überzogener Zylinder mit horizontaler Achse befindet, so weit mit Wasser gefüllt wird, bis dieses plan gegen den Zylinder ansteht. Die Tangentialspannung. Physikalische Berichte. 1923.



ebene an den Meniskus in der Berührungslinie fällt dann mit der Tangentialebene den Zylinder in derselben Linie zusammen, und es kann aus der Eintauchtiefe Winkel zwischen der Tangentialebene und der Horizontalen, d. i. der Randwinkel Flüssigkeit/Zylinder, errechnet werden. Es wurde im Mittel der Winkel Paraffin/Wasser zu  $104^{\circ} 34'$  gefunden. Zur Untersuchung des Benetzungseinflusses ist der Zylinder drehbar angeordnet. Je nach der Drehrichtung ist der Randwinkel etwas größer oder kleiner; von einer gewissen Drehgeschwindigkeit ( $0,44 \text{ mm/sec}$ ) an erreicht die Abweichung ihren Höchstwert. Maximum und Minimum des Winkels unterscheiden sich dann um den gleichen Betrag vom statischen Wert. R. VISKUPSKY.

**Millikan.** Das vollkommen korrigierte Stokes'sche Fallgesetz. *Proc. Roy. Soc. London* **ZS. 24**, 328, 1923, Nr. 15. Berichtigung. (Siehe diese Ber. S. 1277). STOKES.

**G. Rebul.** Sur l'opacité acoustique des mers de nuages: application à la détermination rapide de l'épaisseur d'une couche nuageuse. *C. R. Acad. Sci. Paris* **176**, 1646—1648, 1923, Nr. 23. Zur Bestimmung der Dicke von Wolkenschichten wurde während des letzten Krieges folgende Methode mit Erfolg angewandt. Man ließ Granaten durch ein Geschütz abgeschossen, die in der Luft detonierten, zwar jede folgende um einen bestimmten Betrag (500 m) höher als die vorhergehende. Man beobachtete an verschiedenen Stellen am Boden die Schallstärke. Diese nimmt zuerst kontinuierlich ab. Bei einer gewissen Höhe tritt eine Diskontinuität in der Abnahme der Intensität auf; der Schall wird plötzlich viel schwächer. Dies ist dann der Fall, wenn die Granate gerade oberhalb der Wolkenschicht explodiert. Auf diese Weise gewinnt man einen Anhalt über die Höhe der oberen Grenze der Wolkenschicht. Die untere kann durch Ballonbeobachtungen festgestellt werden. K. SCHMIDT.

**H. Haalck.** Untersuchungen über die normale Gestalt der Erde und Massenlagerung in ihrem Innern. I. Teil. *ZS. f. angew. Geophys.* **1**, 76—123, Nr. 3. Verf. stellt sich in dem erschienenen I. Teil der Arbeit die Aufgabe, Gesetze über die normale Schwerkraft und Gestalt der Niveauflächen der Erde zu suchen, und zwar handelt es sich im besonderen um die Abweichung der normalen Niveauflächen von der ellipsoidischen Form und damit zusammenhängend um die Größe des letzten Gliedes in der Helmertschen Schwereformel. Von den theoretischen Untersuchungen werden nur die in mathematische Formeln gefaßten Ergebnisse mitgeteilt. Es wird gezeigt, daß die Deformationskonstante für die Erdoberfläche — eine gewisse Konstante, welche ein Maß für die Abweichung der Niveaufläche von der ellipsoidischen Form darstellt — auch bei wesentlich verschiedenen Annahmen über die Massenlagerung im Erdinnern nur innerhalb sehr enger Grenzen variieren kann. Die Berechnungen werden dann durchgeführt auf Grund der beiden wesentlichsten Theorien über die Massenlagerung im Innern der Erde, 1. der neueren Wiechertschen Ansicht, 2. der älteren Legendreschen Formel. Als Resultat ergibt sich in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen (E. Wiechert, G. Darwin) derselbe mittlere Wert für die Deformationskonstante, dessen mittlerer Fehler etwa auf 10 Proz. geschätzt wird. H. HAALCK.

**Johnstone Taylor.** Inspection Methods in a Steel-Ball Factory. *Amer. Mach.* (Amer. Ausgabe) **59**, 398, 1923, Nr. 11. [S. 1411.] BERNARD.

**Alex. Stuart.** An Electric Clock with Detached Pendulum and Continuous Motion. *Proc. Roy. Soc. Edinburgh* **43**, 154—159, 1923, Nr. 2. SCHMIDT.

**August Riffart.** Versuche mit Verdichtungsdüsen (Diffusoren). Dissertation Thn. Hochsch. München. 42 S. 1922. Es wird der Einfluß des Düsenöffnungs- winkels und anderer konstruktiver Größen auf den Wirkungsgrad (Verhältnis der wirklichen zur idealen Erhöhung des statischen Druckes) untersucht und je nach Anordnung zwischen 0,67 und 0,90 gefunden. Der statische Druck im engsten Querschnitt wurde in der Düsenachse stets wesentlich höher als am Rande gefunden. In anderen Querschnitten war das Verhältnis umgekehrt. „Durch Auftragen der Unter- schiede des am Rande und in der Düsenachse gemessenen statischen Druckes über die Düsenlänge erhält man die Kurve einer stark gedämpften Schwingung. Aus dem Verlauf läßt sich die Wellenlänge und das Dämpfungsverhältnis bestimmen. Störende Schwingungen wurden bisher nur bei Strömungen mit Überschallgeschwin- digkeit beobachtet.“  
MAX JAKOB.

#### 4. Aufbau der Materie.

**Marice L. Huggins.** Electronic structures of the spinels. Phys. Rev. (2) 1509—516, 1923, Nr. 5. Die Valenzelektronen der Spinelle sind höchstwahrscheinlich ungeordnet, daß sie sich paarweise auf oder nahe jeder Zentrumslinie zwischen angrenzenden Atomen befinden. Die Valenzschale jedes Sauerstoff- und zweiwertigen Metallatoms ist ein Tetraeder von Elektronenpaaren; die jedes dreiwertigen Metallatoms ein Oktaeder von Paaren. Die Entfernungen zwischen angrenzenden Atomzentren werden aus der Dichte berechnet und die Lagen der Sauerstoffzentren in Kristallen von  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$ ,  $\text{ZnFe}_2\text{O}_4$ ,  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ ,  $\text{MgCr}_2\text{O}_4$ ,  $\text{MnAl}_2\text{O}_4$ ,  $\text{MnCr}_2\text{O}_4$  und  $\text{FeFe}_2\text{O}_4$  mit Hilfe der Annahmen bestimmt, daß die Zn—O-Distanz in den drei ersten gleich der im Zinkoxyd ist, und daß die entsprechenden interatomistischen Distanzen in den verschiedenen Spinellen gleich sind. Für die chemischen Formeln  $\text{R}''\text{O} \cdot \text{R}_2''' \text{O}_3$  oder  $\text{R}''\text{O}_2$  bietet die Anordnung der Atome und Elektronen keine physikalische Grundlage. Folgende Tabelle gibt die Atomradien der verschiedenen in den aufgeführten Spinellen enthaltenen Elemente; die Radien sind aus der R—O-Distanz unter der Voraussetzung berechnet, daß der Sauerstoffradius (Entfernung vom Atomzentrum zum Valenzelektronenpaar)  $0,65 \text{ \AA}$  betrage. Jedes  $\text{R}''$ -Atom ist von vier äquivalenten, tetraedrisch gelagerten, und jedes  $\text{R}'''$ -Atom von sechs an den Ecken eines Oktaeders befindlichen Sauerstoffatomen umgeben. Jedes Sauerstoffatom ist von drei äquivalenten  $\text{R}''$ -Atomen und einem  $\text{R}'''$ -Atom umgeben.

Atomradien		Atomradien	
$\text{Cd}^{+2} (4 \times 2) (4 \text{ R})$ . . . . .	0,65 $\text{\AA}$	$\text{Cd}^{+2} (4 \times 2) (4 \text{ O}^{+6})$ . . . . .	1,51 $\text{\AA}$
$\text{Fe}^{+2} (4 \times 2) (4 \text{ O}^{+6})$ . . . . .	1,31	$\text{Fe}^{+3} (6 \times 2) (6 \text{ O}^{+6})$ . . . . .	1,38
$\text{Al}^{+3} (4 \times 2) (4 \text{ O}^{+6})$ . . . . .	1,27—1,30	$\text{Al}^{+3} (6 \times 2) (6 \text{ O}^{+6})$ . . . . .	1,26
$\text{Cr}^{+3} (4 \times 2) (4 \text{ O}^{+6})$ . . . . .	1,29	$\text{Cr}^{+3} (6 \times 2) (6 \text{ O}^{+6})$ . . . . .	1,35
$\text{Mn}^{+2} (4 \times 2) (4 \text{ O}^{+6})$ . . . . .	1,39		

KAUFFMANN.

**Wahlin.** The motion of electrons in carbon monoxide. Phys. Rev. 1, 517—524, 1923, Nr. 5. Bildung negativer CO-Ionen in Kohlenoxyd ist, wie in ihren vorläufigen Versuchen gefunden wurde, äußerst selten. Dieses Ergebnis ist aufs neue an Kohlenoxydgas bestätigt, das aus Ameisensäure mit konzentrierter Schwefelsäure hergestellt und sorgfältigst gereinigt worden war. Die beobachtete sehr hohe Beweglichkeit zeigt klar an, daß ein befreites Elektron in reinem Kohlenoxyd frei bleibt. Die Abhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit von der Feld-

stärke und vom Druck wurde vermittelt Wechselströmen mit Frequenzen bis 340000 Zyklen verfolgt. Bei einem Druck von 723 mm wurde eine Beweglichkeit von 118 m/sec/Volt/cm gemessen, welche auf 81,5 m herabging, als die Feldintensität von 4,5 auf 48 Volt/cm stieg. Die Townsend-Compton-Theorie der Beweglichkeit ergibt für die Geschwindigkeit  $v$  eines Elektrons bei einer Feldstärke  $x$  die folgende Gleichung:

$$v = a \frac{x}{\sqrt{B + \frac{x}{p}}},$$

in welcher beim Kohlenoxyd  $a = 1,87 \cdot 10^6$  und  $B = 0,005$  ist, wenn  $p$  in Millim Quecksilber gemessen wird. Die Übereinstimmung mit dieser Formel läßt vermuten, daß die mittlere freie Weglänge von der Feldstärke unabhängig ist, und daß die Zusammenstöße der Elektronen mit den Kohlenoxydmolekülen sehr unelastisch sind.

KAUFFM.

**Th. Tommasina.** Contribution à la théorie dynamo-cinétique de l'électricité et de l'atome. C. R. 176, 892–894, 1923, Nr. 13. Berichtigung S. 1192. Es wird als Postulat das Prinzip ausgesprochen, daß die Energie in letzter Analyse nur dynamische Wert der Bewegung der Materie sei, welche sie einzig und vollständig darstelle. Dem Elektron ist die Fähigkeit zur Deformation zuzuschreiben; in der Materie findet sich die Materie im diskontinuierlichen Zustand, außerordentlich zerteilt, ein Wirbelsystem bildend. Jedes Korn der Wirbelmaterie besitzt außer der Umlaufbewegung noch eigene Rotationsbewegung. Diese Körner sind keine einfachen materiellen Punkte, sondern energetische, unzerstörbare, bewegliche Gebilde; sie sind die kleinsten und haben ein reelles Volumen. Der Verfasser nennt diesen letzten Bestandteil der Materie Energon, weil er das energetische Element par excellence darstellt, das wahre absolute Quantum der Energie sei. Die Rotationsgeschwindigkeit des Energons ist die größte, welche existiert, und realisiert das Maximum an Energie mit einem Minimum an Materie. Das Atom der radioaktiven Körper enthält ein stabiles System energonischer Kerne, während die Atome der anderen Körper einen energonischen Kern oder ein stabiles Kernsystem analog den Doppelsternen besitzen.

KAUFFM.

**Millikan.** Das vollkommen korrigierte Stokessche Fallgesetz. Phys. Rev. 24, 328, 1923, Nr. 15. Berichtigung. (Siehe diese Ber. S. 1277.)

**Walter Gerlach.** Materie, Elektrizität, Energie. Die Entwicklung der Atomistik in den letzten zehn Jahren. VIII u. 195 S. Dresden und Leipzig: Verlag von Theodor Steinkopff, 1923 (Wiss. Forschungsberichte. Naturw. Reihe, herausgegeben von Raphael Ed. Liesegang, Band 7). Inhalt: Allgemeine Atomistik. Isotopie. Atomstrahlen. Molekulare Dipole. Abbau der Atomkerne. Elektronisches Elementarquantum. Ultraleitfähigkeit. Photophorese und Radiometereffekte. Änderungen des physikalischen Zustandes der Atome. Quantenmäßige Anregung und Linienspektren. Anregungsbedingungen des Röntgenspektrums. Kontinuierliches Röntgenspektrum. Spektrale Emission und periodisches System der Elemente. Quantenmäßige Darstellung des Emissions- und Absorptionsvorganges im Atom auf Grund der Bohrschen Theorie. Erweiterung unserer Kenntnis des elektromagnetischen Spektrums. Lichtelektrischer Effekt und seine praktischen Anwendungen. Ultrafrequenzen chemischer Radikale und Kristallbau. Strukturanalyse mit Röntgenstrahlen.

hlen. Physikalische Grundlagen der Photochemie. Leuchten bei chemischen Reaktionen. Elektroaffinität. Chemische Reaktionen durch Elektronenstoß. Photochemische Katalyse. Strahlungsmessungen. Atomismus und Makrokosmos. SCHEEL.

Phil Kirchberger. Atom- und Quantentheorie. I. Atomtheorie. Mit 5 Figuren im Text. IV u. 49 S. II. Quantentheorie. Mit 11 Figuren im Text. IV u. 52 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1922 u. 1923 (Math.-phys. Bibl., herausgegeben von W. Lietzmann und A. Witting, Band 44 u. 45. [S. 1414.]

SCHEEL.

van den Berg. Einiges über den Bau der Atomkerne. Chem. Weekblad 194—58, 1923. Verf. bespricht einige Untersuchungen von Harkins (Journ. Franklin Inst. 194, 329, 1923) und die von letzterem aufgestellten Stabilitätsbedingungen. Verf. kommt zu dem Ergebnis, daß die von Harkins aufgestellten Regeln wenig über die Natur der Atomkernkonfigurationen aussagen. Selbst für die leichtesten Atome ist eine exakte, mechanische Behandlung einer Gleichgewichtskonfiguration infolge mathematischer Schwierigkeiten ausgeschlossen, wenigstens für das dynamische Gleichgewicht, das nach der Erscheinung der Radioaktivität geboten ist. Ein Anfang mit der Chemie der Atomkerne ist gemacht. Die experimentellen Hilfsmittel hierfür sind, neben neuen Atom-Gewichtsbestimmungen, Untersuchungen der zu jedem Elementgehörenden Anzahl Isotopen und der relativen Stabilität der verschiedenen Komponenten, sowie Untersuchungen der Radioaktivität, zu denen die von außen erregte Radioaktivität nach den Versuchen von Rutherford gezählt werden möge. Bezüglich der theoretischen Hilfsmittel sind neben Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen, besonders Plancks Quantentheorie in der von Bohr herrührenden Ausbildung heranzuziehen. Es wird, wie bereits in der Bohrschen Theorie, auf die Ergebnisse der klassischen Mechanik zurückgreifen müssen.

\*K. WOLF.

Harold A. Sonder. Zum Bau der Atomkerne. ZS. f. Krist. 57, 611—641, 1923, 1924. Fortsetzung von Sonder; Vierteljahrsschr. d. naturf. Ges. Zürich, Heft 3/4, 1923; über die Gesetzmäßigkeiten, welche sich in der Verbreitung (Häufigkeit) der verschiedenen Elemente bemerkbar machen. In einer Zeichnung (Abszisse: Ordnungszahlen; Ordinate: Häufigkeit des Vorkommens des betreffenden Elements) wird für die Sonnenatmosphäre, für Steinmeteoriten, für die Erdrinde das Gesetz der „geraden Zahlen von Harkins“ (Phil. Mag. 42, 1922) bestätigt: „Die Elemente mit gerader Atomnummer sind in der Regel häufiger als ihre Nachbarn mit ungeraden Nummern“. (Sonder bei den Steinmeteoriten.) — Nach Niggli haben die besonders häufigen Elemente Ordnungszahlen, die vom Sauerstoff an im Abstände 6 sich folgen:

1	8	14	20	26
H	O	Si	Ca	Fe.

Die Zusammenstellung dehnt Sonder weiter aus:

26	38	50	56	74	92
Fe	Sr	Sn	Ba	W	U
$2 \times 6$		$2 \times 6$		$6$	
		$3 \times 6$		$3 \times 6$	

Differenzen, welche die Häufigkeitsmaxima trennen, sind Zahlen, welche raummetrische Bedeutung haben: 6, 8, 12 Zahl der Würfel-, Oktaeder-, Rhombenoktaeder-Flächen. — Ein raumgeometrisches Prinzip kommt auch in der Regel der „geraden Zahlen“ zum Ausdruck: im allgemeinen wird sich aus einer geraden Anzahl von Bausteinen besser ein symmetrisches und damit stabiles Gebilde aufbauen lassen als mit einer ungeraden Anzahl. — Ziel der Arbeit: Die Elemente, welche



besonders häufig sind, kehren demnach mit einer gewissen Regelmäßigkeit im odischen System wieder. Besonders häufig dürften im Sinne der Entwicklungs der Atome jene Elemente sein, welche einen sehr stabilen Atomkern besitzen, es ist zu erwarten, daß die Gesetzmäßigkeit, welche wir in der Häufigkeit des kommens der Elemente finden, sich auch im Aufbau, d. h. im wesentlichen Best teile des Atoms zeigt. Es wird deshalb versucht, auf Grund der Annahme von P ein statisches Modell des Kerns zu entwerfen, welches alle Kerne bis Uran umfaßt. Als Strukturelemente werden betrachtet: a) das positive Elek (Proton; H-Kern), b) das negative Elektron. — „Ein statisches Modell sch für den Atomkern berechtigt; die Größenordnung der Kerne sowie der hohe Ma verlust bei der Packung (etwa 0,8 Proz., da das Atomgewicht von H 1,008 bet läßt darauf schließen, daß die Struktureinheiten enge beieinander liegen; eine g Bewegungsfreiheit wird für den größten Teil der Kern-Bausteine kaum vorha sein.“ — Weitere Annahme des Verf.: „Für alle Kerne gilt ein einheitliches d gehendes Bauprinzip“. — In diesen Modellen werden infolge der geometrischen setze abwechselnd Formen (z. B. Würfel, Oktaeder) auftreten müssen, welche durch hohe Symmetrie, demnach durch hohe Stabilität auszeichnen; die dadurc stimmten Elemente werden die häufigsten sein. — Die Wiederkehr der Maxima Häufigkeit läßt eine gewisse Periodizität erkennen (siehe oben Satz von Nig nach dem Hinzufügen einer gewissen Anzahl von Bausteinen kehren die gleichen metrischen Gebilde wieder. Im besonderen sind es Würfel und Oktae welche abwechselnd auftreten. (Kernperiodizität.) Es lassen sich noch we Häufigkeitsmaxima feststellen, welche auf eine untergeordnete Kernsymmetrie zu gehen. — Jene Stammkerne, welche sich durch vollständige geometrische I auszeichnen, werden A-Stammkerne genannt (die anderen B-Stammkerne) A-Stammkerne sind: a) Würfel (1 H), 8 O, 26 Fe, 74 W; b) Oktaeder 6 C, 1 56 Ba. — Die Ordnungszahlen der jeweiligen Formen enthalten die Gesetze der K periodizität. In einem besonderen Schema sind dieselben in Beziehung gesetz natürlichen System der Elemente. — Die Arbeit stellt ferner einen wichtigen Be zur Entwicklungslehre der Elemente dar und gibt weitere wichtige Einb in die Entwicklung des Aufbaues der Welt, nachdem bereits die Astronomie ( wicklung der Sterne, Clarke, Lockyer) auf manche solche Beziehungen hingew hatte. Es wird die Voraussetzung gemacht, daß die heutige Elementverteilung einen materiellen Evolutionsprozeß zurückzuführen ist, welcher von Protonen (H-Ker und Elektronen seinen Ausgang genommen hat. In diesem Zusammenhange wird Gedanke begründet: Die absolute Häufigkeit verschiedener Kerne ist eine Fun der bei der Elementgenese wirkenden Halbwertzeiten. Ferner weist Sonder auf eine andere Seite der kosmischen Erscheinungen hin, welche für die Rechti gung evolutionistischer Ideen bedeutsam ist, die Energiebilanz der stelle Prozesse. Die bei derselben feststellbare Energieproduktion ist derart, daß die ohne Herbeiziehung intraatomarer Energiequellen unverständlich ist. U Benutzung der relativistischen Energie-Masse-Beziehung kommt W. Nernst Resultat, daß im Falle der Sonne ein Energieäquivalent von 0,34 Proz. der Son masse genügen könnte, die Strahlung dieses Gestirns während seiner vermutli Entwicklung zu erklären.

**A. P. Laurie.** Experiments with a Model to illustrate the Combinatio Two Atoms consisting of Magnetons round a Positive Nucleus. I Edinburgh 43, 72—84, 1923, Nr. 1. In dem Atommodell von J. J. Thomson we die Elektronen durch Magnetonen ersetzt gedacht; es wird zuerst theoretisch

kann experimentell durch ein besonderes Modell untersucht, welche Stellung bei der Annäherung zweier Atome jene Magnetonen gegenseitig einnehmen, die dabei einander am nächsten kommen. Beschreibung des Modells: Vier feste Spulen, Durchmesser 1 cm; je 200 Windungen Kupferdraht, dieselben sind auf Ständern mit schweren Füßen befestigt und können beliebig aufgestellt werden. Dieselben stellen vier feste Magnetonen der zwei Atome dar; die zwei beweglichen Bindungsmagnetonen werden durch ebenso große Spulen dargestellt, welche auf einem Rahmen sitzen, der sich um eine vertikale Achse drehen kann; außerdem können sich die Spulen für sich drehen. Durch die Spulen werden Ströme von etwa 2 Amp. geschickt. Aus der Art der Einstellung schließt der Verf., daß das Molekül, welches sich durch die Vereinigung der vier Atome bildet, einen elliptischen Querschnitt besitzt, und daß die zwei positiven Pole angenähert die Brennpunkte der Ellipse werden. — Wenn diese Versuche die Methode der Vereinigung ohne Übertragung eines Elektrons zwischen zwei Atomen richtig darstellen, so zwingen sie zu einer neuen Definition der Wertigkeit. Nach diesen Versuchen hängt die Wertigkeit von der Zahl von Gruppen von drei Magnetonen in der äußeren Schale ab; die zentralen Magnetonen bewegen sich nach auswärts in die neue Lage; die beiden anderen sind zur Aufrechterhaltung erforderlich; (keine Ausnahme der Wasserstoff). Verf. entwickelt seine Vorstellungen über den Bau des O-, H-, H<sub>2</sub>O-Moleküls und ganz besonders der Moleküle der C-Verbindungen. Am Schluß wendet Laurie seine Theorie auf die Bildung von Ionen an. Während man sich früher den Vorgang der Ionenbildung so dachte, daß das Molekül bei der Lösung auseinanderfällt, weiß man jetzt, daß Ionen bereits im Kristall (z. B. im NaCl-Kristall) vorhanden sind. Die Ionisierung muß also als ein Vorgang betrachtet werden, der von der chemischen Verbindung vollständig verschieden ist: Ein Chloratom nimmt ein Magneton aus dem Natriumatom, und es entstehen so zwei Ionen, welche nicht in demselben Sinne vereinigt sind wie z. B. C und O. Eine mögliche Erklärung soll darin bestehen, daß die Magnetonen in der Schale eines metallischen Elements entgegengesetzt gelagert sind wie in einem nicht-metallischen, d. h. daß die Pole ringförmig SN, SN statt NS, NS gelagert sind. (Prüfung dieser Vorstellung nach dem oben beschriebene Modell.)

Stöckl.

**J. Lunn.** Atomic constants and dimensional invariants. Phys. Rev. (2) 20—14, 1922, Nr. 1. Die Arbeit beschäftigt sich mit ihrer Dimension nach invarianten Produkten von universellen physikalischen Konstanten. Die Zahl der universellen Konstanten, deren Werte durch Versuche bestimmt sind, ist größer als die Zahl der unabhängigen Messungs-Grundeinheiten. Deshalb muß sich eine Reihe von Ausdrücken ableiten lassen, welche der Dimension nach invariant sind. Jene Invarianten, welche auf theoretische Grundlage haben, können zur Prüfung der durch die Versuche erhaltenen Werte dienen. In dieser Abhandlung sind sieben Größen aufgeführt, deren Dimensionen als Funktion von Länge, Zeit, Masse allein bestimmt sind:

$e$  = Verhältnis der Elektronenladung zur Quadratwurzel aus der Dielektrizitätskonstante;

$m$  = Elektronenmasse;

$b = \frac{k^4}{a(4\pi)^6}$  [ $k$  = Boltzmann-Konstante;  $a$  = Koeffizient der Dichte der schwarzen Strahlung];

$f = \frac{h}{2\pi}$ ;

$n$  = Rydberg-Schwingungszahl;

$c$  = Lichtgeschwindigkeit;

$\gamma$  = Gravitationskonstante.

Dazu kommt:  $\varepsilon$  = Dielektrizitätskonstante des Vakuums;  
 $h$  = Plancksche Konstante.

Die Dimensionen dieser 9 Größen können wir uns durch fünf ursprüngliche Einheiten bestimmt denken, nämlich durch die bekannten drei mechanischen Größen, die Temperatur und durch eine elektrische Einheit. Da die Einheit der Temperatur nur in  $k$  und  $a$  und die elektrische Einheit nur in  $e$  und  $\varepsilon$  eingeht, so genügt

nur die Verhältnisse  $\frac{k^4}{a}$  und  $\frac{e}{\sqrt{\varepsilon}}$  zu betrachten, deren Dimensionen nur in Zentimeter

Gramm, Sekunden ausgedrückt sind.  $\left[ \frac{e}{\sqrt{\varepsilon}} \right]$  soll lediglich durch  $e$  bezeichnet werden.

Der Verf. setzt  $b = \frac{k^4}{(4\pi)^4 a}$  [in der Einleitungszusammenfassung schreibt der Verf.

$b = \frac{k^4}{a(4\pi)^6}$ , siehe oben] und  $f = \frac{h}{2\pi}$  (die natürliche Einheit des Impulsmomentums

— angular momentum). Dann treten sieben Größen auf:  $e, m, b, f, n, c, \gamma$ , deren

Dimensionen nur in Zentimeter, Gramm, Sekunden bestimmt sind; es muß dann ein Grundsystem von vier unabhängigen Invarianten auftreten, z. B. (gemessene Größen sind mit kleinen Buchstaben, invariante mit großen bezeichnet):

$$P = \frac{c^3 f^3}{b} \text{ (Zahlenwert } 2,588 \cdot 10^6 \text{);}$$

$$S = \frac{e^2}{c f} \text{ (Zahlenwert } 7,295 \cdot 10^{-8} \text{)} \quad [S \text{ ist identisch mit dem Werte } \alpha \text{ von Sommerfeld } 7,290 \cdot 10^{-3}];$$

$$G = \frac{\gamma m^3}{e^2} \text{ (Zahlenwert } 2,377 \cdot 10^{-43}, \gamma = 6,675 \cdot 10^{-8}, m = 9,009 \cdot 10^{-28}, e = 4,774 \cdot 10^{-10} \text{)}$$

$$E = \frac{n e^2}{m c^3} \text{ (Zahlenwert } 3,087 \cdot 10^{-8} \text{)}.$$

Daneben gibt es noch viele andere Beziehungen, z. B.

$$L = \frac{b}{e^6} = \frac{1}{P S^3}; \quad \frac{\gamma^3 m^6}{6} = \frac{G^3}{L}; \quad P L S^3 = 1; \quad \frac{m c}{f n} = \frac{S}{E}; \quad G E = \frac{\gamma m n}{c^2}.$$

Bis jetzt sind folgende zwei Beziehungen auf Grund theoretischer Überlegungen bekannt:

$$P = \frac{2^{13} \pi^8}{15} \text{ (aus der Theorie von Planck über die Energieverteilung im Spektrum)}$$

$S^3 = 4\pi E$  (aus der Spektrumtheorie von Bohr). — Beide Werte stimmen mit den durch Versuche ermittelten auf 0,2 Proz. überein. Wenn man in Übereinstimmung mit Lewis-Adams  $L = 1$  setzt statt 0,995, dann müßte der Wert für  $e$  von Millikan um 0,5 Proz. zu hoch sein. Da der Wert von  $S = 0,00730$  ist, ist  $1 + S + m = 1,00730$  (Atomgewicht von H) und  $4 + 2m = 4,0011$  (Atomgewicht von He).  $S$  wird wegen dieser Beziehung als Packungseffekt angesprochen. Für  $S$  werden verschiedene zahlenmäßige Formeln entwickelt, z. B.

$$\begin{array}{lll} \frac{32}{45 \pi^4} = 0,007300, & \frac{7}{960} = 0,007292, & \frac{\pi}{2^4 3^3} = 0,007272, \\ \frac{11}{480 \pi} = 0,007294, & \frac{7}{\pi^6} = 0,007281, & \frac{3^2}{5^3 \pi^2} = 0,007296. \end{array}$$

Wenn  $M_1 = \frac{\text{Masse des H-Atoms}}{\text{Masse des Elektrons}}$ ;  $M_2 = \frac{\text{Masse des He-Atoms}}{\text{Masse des Elektrons}}$  ist, dann ist  $S^2 M_1 =$

und  $S^2 M_2 = \frac{5^{\frac{11}{2}}}{2^6}$  (bis auf 0,1 Proz. genau). Daneben sind noch ähnliche zahlenmäßige

Beziehungen entwickelt, denen teilweise eine theoretische Bedeutung zukommt, teilweise auch nicht; z. B.  $\frac{S}{E M_1} = 27$ ;  $\frac{E^3}{G S} = \frac{1}{2}$ ;  $G = 3 \left( \frac{E}{M_1} \right)^4 (1 - 2S)$ . Stöckert

**Kleeman.** The absolute values of the electrical moments of atoms and molecules. *Science (N.S.)* **57**, 747—748, 1923, Nr. 1437. [S. 1502.]

**Terenin.** The Normal Orbit of the Electron in the Atom of Mercury. *Russ. Phys.-chem. Ges.* **50**, 51—56, 1922, Nr. 1/3 u. *Trans. Opt. Inst. Petrograd* **2**, 6 S., 1923. [S. 1478.]

**Kossel.** Die Beziehungen der Bohrschen Atomtheorie zur Deutung chemischer Vorgänge. *Naturwissensch.* **11**, 598—604, 1923, Nr. 27. KOSSEL.

**Erhard Buchwald.** Das Korrespondenzprinzip. VI u. 127 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1923. (Sammlung Vieweg Heft 67.) [S. 144.] SCHEEL.

**Mintz.** Über die Anregung von Spektrallinien durch Elektronenstoß. *Naturwissensch.* **11**, 778—779, 1923, Nr. 37. [S. 1477.] MINKOWSKI.

**Mackay.** Ionization potentials of He, Hg,  $H_2$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NH_3$ ,  $H_2O$ . *Phys. Rev.* (2) **21**, 717, 1923, Nr. 6. Messungen der Ionisierungsspannungen nach der von *Thomson* und *Dixon* (*Phys. Rev.* **10**, 496, 1917) benutzten Methode mit lichtelektrisch ausgelösten Elektronen ergeben bei He 24,5  $H_2$  15,8,  $N_2$  16,3,  $O_2$  12,6,  $NH_3$  11,1,  $H_2O$  10,3 V. Die Feststellung höherer Ionisationsstufen ist im Bereich bis 50 V nicht gelungen. Als Eichgas ist bei Helium Quecksilber benutzt; die anderen Messungen stimmen dann mit Helium geeicht. MINKOWSKI.

**Ilk Silberstein.** The crossed-orbit model of normal helium, its ionization potential and the Lyman series. *Phys. Rev.* (2) **21**, 720, 1923, Nr. 6. Voranzeige einer Arbeit, in der eine Formel diskutiert wird, die unter der Annahme streng kreisförmiger Bahnen für beide Elektronen des Heliums abgeleitet ist. Für die Ionisierungsspannung ergeben sich 24,35 V, auch die Linien  $1S - mP$  und  $2S - 2S$  werden in Übereinstimmung mit *Lymans* Messungen wiedergegeben. MINKOWSKI.

**Abbot.** Dr. Astons experiments on the mass spectra of the chemical elements. With introduction. From the *Smithsonian Rep. for 1920*, 223—240, 1921. Kurzgefaßte Beschreibung der Methode des Massenspektrographen von *Aston* mit einer Einleitung des obengenannten Verfassers. BEHNKEN.

**Sommerfeld.** The model of the neutral helium atom. *Journ. Opt. Soc.* **7**, 1—15, 1923, Nr. 7. Neutrales He ist diamagnetisch und hat eine Ionisierungsspannung  $V$  von 24,5 Volt. Von den Modellen ist das ältere Bohrsche paramagnetische (Bohrsches Magnetonen) und hat  $V = 28,75$  Volt, das neuere *Kemble-Bohrsche* paramagnetisch (ein Bohrsches Magneton) und hat (nach *van Vleck*) 24,5 Volt. Da Bohrs Ansicht, das magnetische Moment könne gar nicht, wie eben gemeint, in klassischer Weise aus dem Impulsmoment berechnet werden, noch keine weitere theoretische Grundlage besitzt, erscheint es befriedigender, von diesem Zusammenhang abzuweichen und ein Modell mit verschwindendem Impulsmoment zu suchen, das natürlich komplanar sein muß. In einem ersten Abschnitt wird nun an dem Modell mit mitbewegtem Kern in etwas einfacherer Darstellung die schon früher (*Ann. Phys.* **51**, 39, 1916) gemachte Feststellung wiederholt, daß man die richtigen Rydbergsterme erhält, wenn man jeweils die Summe der azimutalen Integrale und ebenso der radialen für Kern und Elektron einem ganzen Vielfachen von  $h$  gleichsetzt. Einzelnen in bezug auf den gemeinsamen Schwerpunkt genommenen Impulsinte-



grale werden demnach hier ganze Vielfache eines Bruchteils von  $h$ . Dies wird in einem zweiten Abschnitt auf das unerregte Heliumatom angewandt; der vollständige Ausdruck hat also hier zu lauten:

$$\begin{cases} \int p_{r_1} dr_1 + \int p_{r_2} dr_2 + \int p_R dR = n'h, \\ \int p_{\varphi_1} d\varphi_1 + \int p_{\varphi_2} d\varphi_2 + \int p_{\Phi} d\Phi = kh, \end{cases}$$

wo die Zahlenindizes sich auf die Elektronen, die großen Buchstaben auf den Kerne beziehen. Die 10 Integrationskonstanten sind (speziell ist noch Verschwinden des gesamten Impulsmoments und Gleichheit der Perioden von  $r_1$  und  $r_2$  zu erwarten) prinzipiell vollständig gegeben, das Modell also völlig bestimmt. Für erste Näherung ruhenden Kern, fällt jeweils der letzte Integralausdruck weg. Da weder  $n'$  noch  $k = 0$  sein kann (das erste hieße Zusammenstoß der Elektronen untereinander, die zweite Durchkreuzung des Kerns), wird für den Normalzustand für beide der Wert 1 angenommen. Dann folgt aus der gekürzten Gleichung wegen der Gleichwertigkeit der beiden Elektronen:

$$\int p_{r_1} dr_1 = \int p_{r_2} dr_2 = \int p_{\varphi_1} d\varphi_1 = \int p_{\varphi_2} d\varphi_2 = \frac{1}{2} h$$

und in einem dritten Teil für die unter Vernachlässigung der wechselseitigen Störung zu erwartenden Keplerellipsen durch Einsetzen in die allgemeinen Ausdrücke:

$$a = n^2 \cdot \frac{a_1}{Z}, \quad b = nk \cdot \frac{a_1}{Z}$$

( $n$  Gesamtquantenzahl für das einzelne Elektron, hier = 1;  $k$  Azimutalquantenzahl,  $a_1$  große Achse im H-Atom) für Achsen und Exzentrizität:

$$a = \frac{1}{2} a_1; \quad b = \frac{1}{4} a_1; \quad \frac{b}{a} = \sqrt{1 - \varepsilon^2} = \frac{1}{2}; \quad \varepsilon = \frac{\sqrt{3}}{2}.$$

Über die relativen Lagen der Ellipsen und der Elektronen auf ihnen gibt diese Näherung nichts; mit einer Figur wird die Annahme vertreten, daß die Aphelien einander gegenüberliegen und jeweils ein Elektron sein Perihelion erreicht, wenn das andere sich in seinem Aphel befindet. In einem letzten Abschnitt wird hervorgehoben, daß die gegenseitigen Störungen mit wachsendem  $Z$  zurückgehen müssen, so daß das einfache Bild immer besser zutreffen sollte, daß aber nun die Relativitätskorrektur bedeutend größer wird als für Kreisbahnen. Berechnet man den Beitrag des ersten Glied des allgemeinen Ausdrucks für die Relativitätskorrektur:

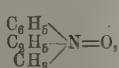
$$\frac{\alpha^2 (Z - s)^4}{n^4} \left( n - \frac{3}{4} \right)$$

den Beitrag zur  $K$ -Grenzfrequenz einmal für Umwandlung aus zwei Kreisbahnen, das andere Mal aus zwei der hier vorgeschlagenen Ellipsen zur Kreisbahn des Restelektrons, so ergeben sich die Werte:

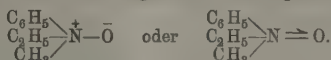
$$\frac{1}{4} \alpha^2 (Z - s)^4 \quad \text{und} \quad \frac{9}{4} \alpha^2 (Z - s)^4,$$

von denen der erste bekanntlich im ganzen mit den Beobachtungen übereinstimmt, der zweite, neunmal größere, also zu hoch ist. Indes mag diese Abweichung von der allzu rohen Charakter der Näherung herrühren, denn der verwendete Relativitätsausdruck setzt freies Präzedieren der Ellipsen voraus, was hier wegen der Gegenläufigkeit der komplanaren Bahnen nicht möglich ist. Der Verf. hält also dennoch die hier entwickelte allgemeine Vorstellung vom Bau der  $K$ -Schale für richtig und hebt noch hervor, daß es ihm unmöglich scheine, daß im Innern jedes Atoms ein System von Impulsmoment und magnetischem Moment, wie das Bohrsche  $K$ -System, vorhanden sei. Schließlich wird mitgeteilt, daß ein erster Versuch Heisenbergs,  $\Gamma$  zu berechnen, zunächst nahe an 24,5 Volt zu führen schien.

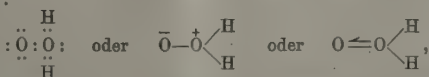
**artin Lowry.** The electronic theory of valency. Part I. Intramolecular association. Trans. Faraday Soc. 18, 285—301, 1923, Nr. 3. Nach der Oktett-Theorie jedes Element nur eine Hauptvalenz und diese kann bei elektronegativen Elementen entweder als eine Kovalenz oder als eine Elektrovalenz von gleicher Zahl wirken. Da man die Möglichkeit gemischter Bindungen zu, so können sich bei Doppelbindungen gleichzeitig eine Kovalenz und eine Elektrovalenz ohne Störung der Oktettbedingung betätigen. Der Verf. entwickelt seine Anschauung am Methyl-äthyl-anilin, welches folgende Struktur- und Oktettformel hat, wenn man nur das Wesentliche schreibt:



Sauerstoff ist an den Stickstoff durch eine gemischte doppelte Bindung gekettet. Die eine Bindung den gewöhnlichen durch Kovalenzen bewerkstelligten Verbindungen entspricht, während die andere so auf Elektrovalenzen beruht, daß der Sauerstoff positiv geladen und als Kation, der Sauerstoff negativ geladen und als Anion erscheint. Dies wird in den nachstehenden Formeln durch + - und - Zeichen und durch einen vom positiven zum negativen Atom zeigenden Halbpfeil ausgedrückt:



Sauerstoff ist hier als gebundenes Anion vorhanden. Geladen wird er durch eine Elektrovalenz und verkettet durch eine Kovalenz. Das Wasserstoffperoxyd erhält folgende Deutung:

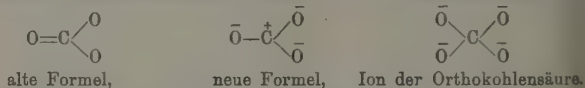


weil die Eigenschaften besser darstelle als die konventionelle Formel  $\text{HO} \cdot \text{OH}$ , nach der zwei Hydroxyle durch eine Kovalenz miteinander verkettet sind. Das Ozon wird dargestellt als  $\text{O} \equiv \text{O} = \text{O}$ . Die zunehmende Beständigkeit der Oxysäuren mit wachsendem Sauerstoffgehalt wird an Hand der nachstehenden Tabelle erklärt.

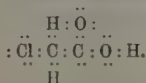
Elektronenformeln für die Ionen der Chlorosäuren.

Name der Säure	Formel des Ions	Elektronenformel des Ions	Die die gemischte Doppelbindung zeigenden Formeln
Chlorsäure . . . . .	$\text{Cl}'$	$\text{:}\ddot{\text{Cl}}\text{:}$	$\bar{\text{Cl}}$
Chlorperchlorige Säure . .	$\text{ClO}'$	$\text{:}\ddot{\text{Cl}}\text{:}\ddot{\text{O}}\text{:}$	$\text{Cl}-\bar{\text{O}}$
Chlorperoxydisäure . . . .	$\text{ClO}_2'$	$\text{:}\ddot{\text{O}}\text{:}\ddot{\text{Cl}}\text{:}\ddot{\text{O}}\text{:}$	$\bar{\text{O}}-\overset{+}{\text{Cl}}-\bar{\text{O}} \quad \text{oder} \quad \text{O} \equiv \text{Cl} \equiv \text{O}$
Chlorperoxytrisäure . . . . .	$\text{ClO}_3'$	$\begin{array}{c} \text{:}\ddot{\text{O}}\text{:} \\ \text{:}\ddot{\text{O}}\text{:}\ddot{\text{Cl}}\text{:}\ddot{\text{O}}\text{:} \end{array}$	$\begin{array}{c} \bar{\text{O}} \\ \text{O} \\ \bar{\text{O}}-\overset{+}{\text{Cl}}-\bar{\text{O}} \quad \text{oder} \quad \text{O} \equiv \text{Cl} \equiv \text{O} \end{array}$
Chlorperoxytetrakisäure . . . . .	$\text{ClO}_4'$	$\begin{array}{c} \text{:}\ddot{\text{O}}\text{:} \\ \text{:}\ddot{\text{O}}\text{:}\ddot{\text{Cl}}\text{:}\ddot{\text{O}}\text{:} \\ \text{:}\ddot{\text{O}}\text{:} \end{array}$	$\begin{array}{c} \bar{\text{O}} \\ \text{O} \\ \bar{\text{O}}-\overset{+}{\text{Cl}}-\bar{\text{O}} \quad \text{oder} \quad \text{O} \equiv \text{Cl} \equiv \text{O} \end{array}$

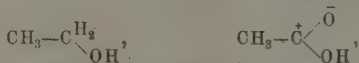
Das Wesentliche lehren die Formeln der vierten Kolumne. Das Chloratom ist ursprünglich negativ und geht durch die verschiedenen Stadien  $\text{Cl}$ ,  $\overset{+}{\text{Cl}}$ ,  $\overset{++}{\text{Cl}}$  und  $\overset{+++}{\text{Cl}}$  bis es Überschuß von drei positiven Ladungen hat. Da der Sauerstoff in jeder dieser Bindungen negativ geladen ist, so wird vom Verf. geschlossen, daß die Beständigkeit derselben mit der Polarität des zentralen Chloratoms zunimmt. Das Maximum bei der Überchlorsäure erreicht, und zwar deswegen, weil hier alle Elektronen Chloroktetts von anderen Atomen beansprucht sind und keine weiteren Sauerstoffatome sich anhaften können. Dieselben Gesichtspunkte gelten für die Säuren des Schwefels, der im Schwefelwasserstoff, in den unbekannten Säuren  $\text{H}_2\text{SO}$  und  $\text{H}_2\text{SO}_2$ , in schwefligen und Schwefelsäuren durch die Stadien  $\bar{\text{S}}$ ,  $\bar{\text{S}}$ ,  $\text{S}$ ,  $\overset{+}{\text{S}}$  und  $\overset{++}{\text{S}}$  geht. Auch Säuren des Phosphors unterwerfen sich der entwickelten Anschauung. — Die Formeln haben den Vorteil, den Unterschied zwischen den einfachen und den doppelten Bindungen der älteren Formeln auszuschalten. Sie lassen den Bau der Ionen, wenn die Sauerstoffatome in Betracht kommen, als symmetrisch erscheinen und bringen so in Beziehung zu kristallographischen Daten. Für das Carbonation gilt:



Das Ion der Orthokohlensäure ist unbeständig, weil sein Zentralatom neutral ist und daher keine Polarität besteht. — Die sauren Eigenschaften und die Ionisierbarkeit sind auf die Abstoßung zwischen einem schweren positiven Kern und dem leichten Kern eines Wasserstoffatoms zurückzuführen. Die abstoßende Kraft wächst in der Reihe  $\equiv\text{CH}$ ,  $=\text{NH}$ ,  $-\text{OH}$ ,  $\text{ClH}$ , hauptsächlich infolge des zunehmenden Gewichtes des Kerns, augenscheinlich aber auch in umgekehrtem Verhältnis zur Zahl der Wasserstoffkerne, auf welche die Abstoßung wirkt. Die Abstoßung kann sich durch mehr Atome hindurch betätigen, denn auch ein relativ entferntes Chloratom vermag den sauren Charakter in Verbindungen wie die Chloressigsäure zu erhöhen. In diesen Fällen scheint der Mechanismus, durch welchen die Abstoßung überträgt wird, eine Verschiebung der Kerne relativ zu den Elektronenschalen zu sein, z. B. in der nachstehenden Formel für die Monochloressigsäure von links nach rechts:



Ein wirksamer Weg, die Abstoßung zu verstärken, besteht in der Vermehrung der positiven Ladung des abstoßenden Atoms. Beim Übergang vom Alkohol zur Essigsäure



gewinnt durch die Ansetzung eines Sauerstoffatoms mittels einer Elektrovalenz dem Kohlenstoff eine positive Ladung und erhöht damit die im Hydroxyl auf das Wasserstoffatom ausgeübte Abstoßung. Aus demselben Grund wächst in der oben dargestellten Reihe der Säuren des Chlors mit zunehmendem Sauerstoffgehalt der saure Charakter. Negative Ladung der abstoßenden Atome wirkt entgegen und vermindert den sauren Charakter, wie sich an mehrbasischen Säuren, etwa an der Schwefelsäure zeigt:



$\text{HSO}_4^-$  ist eine schwächere Säure als  $\text{H}_2\text{SO}_4$ . — In der Diskussion erwidert man auf Einwendungen Shearers, daß nur in Entfernung sich ein Chlor- und Sauerstoffion anziehen, daß aber, wenn ein Proton in das Zentrum einer Oktetfläche gebracht sei, eine Abstoßung erfolgen müsse. Auf die von Porter und andere aufgeworfene Frage, warum von intramolekularer Ionisation und nicht von Dissoziation geredet werde, wird erwidert, daß letztere tatsächliche  $+$ - und  $-$ -Ladungen der Atome voraussetze, ferner schrittweise Ausbildung dieser Ladung. KAUFFMANN.

**Berlage, Jr.** Over de baan en de energie van een valentie-elektron in atomen van hoog gewicht. *Physica* 3, 206—212, 1923, Nr. 7. Um von dem mathematischen, nur als Annäherung gedachten Rechenverfahren, nach welchem die Ladung der um den Atomkern laufenden Elektronen gleichmäßig auf Kugelschalen verteilt wird, freizukommen, stellt Verf. für die  $z-1$ -Elektronen, welche um den Kern mit der Ladung  $ze$  gruppiert sind, folgendes Potential  $\Phi$  auf:

$$\Phi = -\frac{(z-1)er}{r^2 + b^2} + \frac{Pr^2 + Q}{r^2 + b^2}.$$

Die  $P$  und  $Q$  sind Größen, die im Laufe der Rechnung ersetzt werden durch:

$$P = \frac{m}{2e} K^2 \left(1 - \frac{1}{z^2}\right) \quad \text{und} \quad Q = \frac{m}{e} K^2 b^2 \left(1 - \frac{1}{z}\right),$$

wo  $K$  die Flächenkonstante bedeutet. Es wird  $b = 2 \cdot 10^{-9}$  cm gesetzt und die aus diesen Ansätzen ergebende Bahnkurve und Ladungsverteilung besprochen.

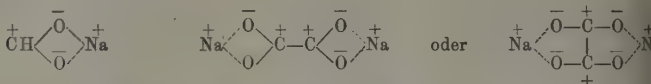
KAUFFMANN.

**Martin Lowry.** Studies of Electrovalency. Part I. The Polarity of Double Bonds. *Journ. chem. soc.* 123, 822—831, 1923, Nr. 726. Während eine chemische Bindung entweder auf einer Kovalenz oder auf einer Elektrovalenz beruht, tritt in der organischen Chemie eine doppelte Bindung gewöhnlich, als ob sie eine Kovalenz und eine Elektrovalenz zugleich enthielte. Solche gemischte Doppelbindungen findet man sich im Acetaldehyd  $\text{CH}_3 \cdot \overset{+}{\text{C}}\text{H}-\overset{-}{\text{O}}$  und im Äthylen  $\overset{+}{\text{C}}\text{H}_2-\overset{-}{\text{C}}\text{H}_2$ . Die doppelte Bindung im Sauerstoff und die dreifache im Stickstoff sind reine Kovalenzen, weil diese Gase sehr wenig reaktionsfähig sind. Im Acetylen und in der Blassäure dagegen sind gemischte dreifache Bindungen vorhanden,  $\text{HC}=\overset{+}{\text{C}}\text{H}$  und  $\overset{-}{\text{N}}-\overset{+}{\text{C}}\text{H}$ . Elemente, die in Elektrovalenzen verkettet sind, reagieren bereitwilliger als solche in Kovalenzen. Die Reaktionsfähigkeit bei Kovalenzen hängt davon ab, wie leicht man die Elektrovalenzen weichen; so muß sich Jodmethyl  $\text{CH}_3\text{J}$  zuerst verwandeln

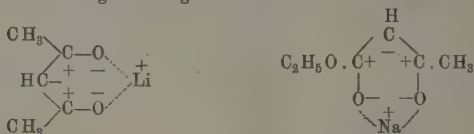
in  $\text{CH}_3$  und  $\text{J}$ . Bindungen mit Elektrovalenzen finden sich in metallorganischen Substanzen wie Zinkmethyl  $\text{CH}_3 \dots \overset{+}{\text{Zn}} \dots \overset{-}{\text{CH}}_3$  und Magnesiumjodmethyl  $\overset{-}{\text{J}} \dots \overset{+}{\text{Mg}} \dots \overset{-}{\text{CH}}_3$ . Die Überlagerung beider Valenzarten ist bei ungesättigten Gruppen wie  $\text{C}=\text{C}$ ,  $\text{C}=\text{O}$  und  $\text{C}=\text{N}$  anzunehmen und auszudrücken durch  $\overset{+}{\text{C}}-\overset{-}{\text{C}}$ ,  $\overset{+}{\text{C}}-\overset{-}{\text{O}}$  und  $\overset{+}{\text{C}}-\overset{-}{\text{N}}$ . Die Elektrovalenz entspricht der Partialvalenz von Thiele, denn nur sie kann, wie die H-Strahlenspektroskopie der Kristalle beweist, sich teilen. Substanzen mit Systemen konjugierter Doppelbindungen, z. B. das Butadien und der Ketonaldehyd, sind zu formulieren als  $\overset{+}{\text{C}}\text{H}=\overset{+}{\text{C}}\text{H}-\overset{-}{\text{C}}\text{H}_2$  und  $\text{CH}_3 \cdot \overset{+}{\text{C}}\text{H}=\overset{+}{\text{C}}\text{H}-\overset{-}{\text{C}}\text{H}-\overset{-}{\text{O}}$ , und man ersieht hieraus, daß jede scharfe Unterscheidung zwischen einfachen und doppelten Bindungen in konjugierten Systemen gänzlich verschwindet. Gekreuzte Polaritäten herrschen in Substanzen wie Malein-  
säure  $\text{O}=\overset{+}{\text{C}}(\text{OH})-\overset{-}{\text{C}}\text{H}=\overset{+}{\text{C}}(\text{OH})-\overset{-}{\text{O}}$ , welche darum unbeständig sind und zum Malein-  
anhydrid in Ausweichprodukte neigen. Im Benzolkern erhalten die sechs Kohlen-



stoffatome abwechselungsweise  $+$ - und  $-$ -Zeichen und auf dieser Grundlage Verf. die Substitutionsregelmäßigkeiten abzuleiten. — In den Carbonsäuren schwindet die Unterscheidung zwischen der einfachen und doppelten Bindung beider Sauerstoffatome:



Auch das reaktionsfähige Wasserstoffatom der Methylenverbindungen wird als Elektrovalenzen gebunden aufgefaßt. Die Tautomerie beruht auf einem Wandel der Anordnung der Elektrovalenzen. Bei tautomeren Ionen haftet das Metall beiden in Frage kommenden Haftpunkten, und daher entstehen für die Salze Acetylaceton oder Acetessigester folgende Bilder:

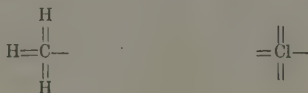


Verf. spricht die Ansicht aus, alle die verschiedenen Symbole wie Zickzack, Doppelbindungen, punktierte Linien, Klammern, Haupt- und Nebenvalenzen, zentrale und Parabindeungen durch die Zeichen  $+$  und  $-$  ersetzen zu können. KAUFFMANN

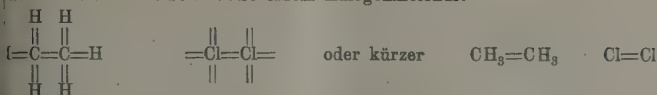
**Carl Angelo Knorr.** Eigenschaften chemischer Verbindungen und die Anordnung der Elektronenbahnen in ihren Molekülen. ZS. f. anorg. Chem. 109—140, 1923, Nr. 2/3. Verf. macht die Annahme, daß die in einer homöopolaren Bindung beteiligten Elektronen sich ähnlich wie in den unverbundenen Atomen annähernd radialer Richtung bewegen, und daß daher die Bahnen der Elektronen im Molekül in Ebenen liegen, die eher die Verbindungslinien der Atomkerne enthalten als zu ihr senkrecht stehen. Im Falle einer idealen homöopolaren Bindung verlaufen die Bahnen der gemeinsamen Elektronen den zweiten Atomkern mit umschlingend. Diese Bindungsart, bei der die Bahnen der an der Bindung beteiligten Elektronen in naher Beziehung zu den Kernen beider verbundenen Atome stehen, wird von

• zum Unterschied von der reinen Ionenbindung als Atombindung bezeichnet. Zwischen Ionenbindung und Atombindung kann eine scharfe Grenze nicht gezogen werden. Für eine einfache graphische Darstellung lassen sich Doppelstriche verwenden, die aber keine Valenzen, sondern die exzentrischen Bahnen der Bindungselektronen darstellen sollen.

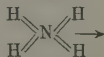
über die durch Buchstaben bezeichneten positiven Atomreste hinaus verlängert gedacht werden müssen. Nebestehende Formel gilt in dieser Darstellung für das Methan, in welchem jedes Wasserstoffatom von zwei Elektronen umkreist wird, die zugleich auch das zentrale Kohlenstoffatom umkreisen. Die Molekülgruppe entspricht in bezug auf die aus sieben Valenzelektronen bestehende Elektronenhülle, einem Halogenatom:



das Äthan in derselben Weise einem Halogenmolekül:



Formeln bringen zum Ausdruck, daß jedes Atom für sich durch stabile und ähnlich angeordnete Elektronengruppen umschlossen wird. — Die Elektronen der verschiedenen Atome im Molekül sind durch die Vermittlung der Bindungen so ineinander verschränkt, daß die Oberfläche auch des Gesamtmoleküls die Symmetrieeigenschaften besitzt, die, ähnlich wie bei den Edelgasen, zeigen, daß sich die Kraftwirkungen im Innern des Moleküls sehr weitgehend kompensieren und daher nach außen nur sehr kleine Restbeträge wirksam bleiben. Stoffe dieser Art verhalten sich so, als ob darin keine Ionen, sondern nur neutrale Atome gebildet wären, wie dies für die organischen Verbindungen zutrifft. Hierher gehören die leichtflüchtigen Stoffe, in denen also Atombindungen anzunehmen sind, und Schwerflüchtigkeit auf Ionenbindungen hinweist. Die Vorstellung gerichteter Kräfte ist so zu erklären, daß die Bahnen der gemeinsamen Elektronen räumlich orientiert sind und daher die Atome an bestimmten Stellen des Moleküls festhalten. (Gegensatz zur Atombindung ist die reine Ionenbindung ungerichtet. Elektrolytische Aufspaltung reiner Ionenbindungen ändert die Lichtabsorption nicht, weil nur eine Trennung in sich abgeschlossener Elektronensysteme stattfindet; Lösung der Atombindungen schafft zumeist optisch völlig neue Verhältnisse. — Das Stickstoffatom im Ammoniak hat die Koordinationszahl 4 und kann daher unter Abgabe eines Elektrons, welches in nebenstehender Formel durch einen Pfeil angedeutet ist, ein Wasserstoffatom aufnehmen. Die Anordnung der Wasserstoffatome an der Oberfläche des Ammoniumradikals entspricht der der Alkalimetalle, aber auch das Ammoniumion gleicht äußerlich den Alkalionen fast vollständig, da die Wasserstoffkerne durch die Bahnen der Bindungselektronen eingeschlossen werden. Betrachtungen derselben Art lassen sich ebenfalls auf andere Ammoniumsalze und bei der Ionisation von Kohlenstoffverbindungen anstellen. Die molekulare Gegensätze sind dadurch bedingt, daß auch in Stoffen mit typischen Ionenbindungen die Bindungselektronen den verbundenen Atomen häufig nicht ganz gleichmäßig angehören, wodurch das eine Atom mehr negativ erscheint. Haupt- und Nebensymmetrien zu unterscheiden, ist nicht zweckmäßig, da man sie stets entweder als Ionenbindung oder als Atombindung ansehen kann. Außerdem existiert noch eine dritte Bindungsart, die Molekülbindung, die davon herrührt, daß die Kräfte im Inneren der Atome und Moleküle sich wegen der stets etwas unsymmetrischen Bauart der Gebilde niemals völlig kompensieren und daher Zusammenlagerungen ermöglichen wie z. B. in den Kristallen unitarischer Verbindungen.



KAUFFMANN.

Benrath. Physikalische Chemie. I. Chemisch reine Stoffe. II. Lösungen. VIII u. 107 S. Dresden und Leipzig, Verlag von Theodor Steinkopff, 1923. Forschungsber., Naturw. Reihe, herausgeg. von Raphael Ed. Liesegang. (VIII.) SCHEEL

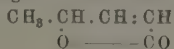
Mühschmid, L. Birckenbach und E. Kothe. Revision des Atomgewichtes von Thallium. Analyse des Thallochlorids. Münch. Ber. 1922, S. 179—185, 2. Das Atomgewicht des Thalliums wurde auf einem bei diesem Element bisher nicht beschrittenen Wege bestimmt, und zwar dadurch, daß man reines Thallochlorid gewann und durch Umsetzung einer wässrigen Lösung desselben mit Silbernitrat die Verhältnisse  $\text{TlCl} : \text{Ag}$  und  $\text{TlCl} : \text{AgCl}$  ermittelte. Das Thallochlorid

wurde aus käuflichem Thalliummetall dargestellt, das man in verdünnter Salzsäure löste. Das so erhaltene Thalliosulfat wurde durch Kristallisation gereinigt, nachdem die Abwesenheit von Blei festgestellt war, durch Salzsäure ins Chlorid wandelt, das dann noch aus reinem Wasser in großen Platintöpfen umkristallisiert wurde. Das frisch abgeschiedene Thallochlorid ist vollkommen weiß, färbt sich im Lichte violett, doch bei weitem nicht so rasch wie Chlorsilber. Zur Verwertung für die Analyse wurde das Präparat im Stickstoffstrom oder in trockener Luft im Quarzapparate destilliert. Zwölf Bestimmungen des Verhältnisses  $\text{TiCl}:\text{Ag}$  und des Verhältnisses  $\text{TiCl}:\text{AgCl}$  ergaben den gleichen Mittelwert  $\text{Ti} = 204,39$ , von den Verff. als das derzeit wahrscheinlichste Atomgewicht des Thalliums betrachtet wird. Nach dem von Fajans vor kurzem aufgestellten Instabilitätskriterium dürfte keine stabile Atomart mit ungeradzahlgiger Kernladung und einem durchschnittlichen Atomgewicht existieren. Daher müßte entweder das bisher geltende Atomgewicht  $\text{Ti} = 204,0$  (Kernladung 81) unrichtig oder ein zufällig ganzzahliges Bindungsgewicht eines Isotopengemisches sein. Das neu ermittelte Verbindungsverhältnis 204,39 weicht stark von der Ganzzahligkeit ab und macht es sehr wahrscheinlich, daß das Thallium in der Tat ein Isotopengemisch ist. KAUFMANN

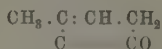
**O. Hönigsmid und L. Birckenbach.** Revision des Atomgewichtes des Bors. Analyse des Bortrichlorids. Ber. d. D. Chem. Ges. **56**, 1467—1472, 1923, 1924. Atomgewichtsbestimmungen des Bors, welche ihren Ausgangspunkt vom Borsäurehydrat nehmen, dürften nicht einwandfrei sein, da dieser möglicherweise neben dem Borsäurehydrat auch noch höhere Polyborate, wenigstens in Spuren, enthalten kann. Die Verff. verwendeten Bortrichlorid, das von Stock gereinigt worden war, und es unter besonderen Vorsichtsmaßnahmen mit Wasser um. Die Lösung diente zur Bestimmung der Verhältnisse  $\text{BCl}_3:3\text{Ag}$  und  $\text{BCl}_3:3\text{AgCl}$ . Von drei Proben Bortrichlorid gab eine, die in ihrer Aufbewahrungskugel bis zur Verarbeitung 4 Monate lang liegengeblieben war, einen sicher höheren Wert als die anderen, nämlich  $\text{B} = 10,82$ , die beiden anderen stimmten miteinander überein und führten im Mittel zu dem Wert  $\text{B} = 10,82$ , welche als das wahrscheinlichste Atomgewicht anzusehen ist und im Gegensatz zu dem von Aston aus dem Massenspektrum berechneten Wertes  $10,75 \pm 0,07$  liegt. Derzeitig gültige internationale Wert 10,90 ist zu hoch. In einer vorläufigen Mitteilung haben Stock und Kuss durch Hydrolyse des Borhydrids  $\text{B}_2\text{H}_6$  das Atomgewicht des Bors zu 10,806 gefunden. KAUFMANN

**O. Hönigsmid, L. Birckenbach und R. Zeiss.** Revision des Atomgewichtes des Eisens. Analyse des Ferrichlorids. Ber. d. D. Chem. Ges. **56**, 1473—1478, 1923, Nr. 6. Aus selbst gereinigtem Eisen stellten die Verff. durch direkte Bestimmung mit nachfolgender Sublimation im Chlorstrom reines Eisenchlorid  $\text{FeCl}_3$  her, das sie in feinen, rotbraunen Kristallfittern, die in größerer Schichtdicke fast schwarz erschienen, gewannen. Sie lösten es in kalter, verdünnter Salpetersäure und bestimmten dann durch Fällung mit Silbernitrat die Verhältnisse  $\text{FeCl}_3:3\text{Ag}$  und  $\text{FeCl}_3:3\text{AgCl}$ . Aus 25 Einzelbestimmungen ergab sich im Mittel  $\text{Fe} = 55,85$ . Baxter und Hoover erhielten durch Ermittlung des Verhältnisses  $\text{Fe}_2\text{O}_3:3\text{H}_2$  die Zahl 55,847, so daß als derzeit wahrscheinlichstes Atomgewicht des Eisens der Wert  $\text{Fe} = 55,85$  anzusprechen ist. KAUFMANN

**K. v. Auwers.** Spektrochemische Notizen. Chem. Ber. **56**, 1672—1682, 1923, Nr. 7. Ungesättigte Lactone vom Typus:

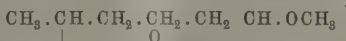


$\Delta^1$ -Angelica-lacton

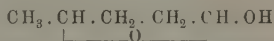
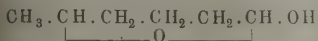


$\Delta^2$ -Angelica-lacton

man an ihrem ungleichartigen spektrochemischen Verhalten unterscheiden. Die Lactone zeigen ziemlich hohe Exaltationen der Molekularrefraktion und -dispersion, während die  $\beta^2$ -Lactone nahezu normal sind. Sie besitzen aber niedrigere Exaltationen als entsprechend gebaute acyclische ungesättigte Ketone, und dies entspricht der allgemeinen Regel, daß Ringschluß Überschüsse im Brechungs- und Zerstreuungsvermögen herabzumindern pflegt. — Anhäufung von Alkoxygruppen an einem Kohlenstoffatom ruft regelmäßig leichte Depression sowohl des Brechungs- wie des Zerstreuungsvermögens hervor; dies erinnert an die ähnliche, jedoch meist schwächere Wirkung von gem. Diälylgruppen. Cyclische Halbacetale wie



in reinem Zustande ebenso wie gewöhnliche acyclische Acetale spektrochemisch durch geringe Depressionen charakterisiert. Auf Grund dieser Befunde kann man schließen, daß  $\delta$ -Oxy capronaldehyd und  $\gamma$ -Oxy-valeraldehyd in Wirklichkeit zyklisch gebaut sind und folgende Konstitution besitzen:



liegen sind Oxy-Ketone wie der  $\delta$ -Aceto-butylalkohole  $\text{CH}_3 \cdot \text{CO} \cdot \text{CH}_2 \cdot \text{CH}_2 \cdot \text{CH}_2 \cdot \text{CH}_2 \cdot \text{OH}$  nicht cyclisch — Der Diphenyl-acetaldehyd  $(\text{C}_6\text{H}_5)_2\text{CH} \cdot \text{CHO}$  hat tatsächlich die ihm zugeschriebene Konstitution und nicht die des Diphenylvinylalkohols  $(\text{C}_6\text{H}_5)_2\text{C} : \text{CH} \cdot \text{OH}$ ; es folgt dies aus spektrochemischen Vergleichen mit dem Diphenyl-vinyl-acetat  $(\text{C}_6\text{H}_5)_2\text{C} : \text{CH} \cdot \text{OCOCCH}_3$ . — In des Verfassers Berechnungen von  $\epsilon$  aus Messungen im Heliumlicht sitzt, wie Schoorl hingewiesen hat, ein kleiner Fehler, der aber nach Lage der Verhältnisse bedeutungslos ist. KAUFFMANN.

William Arthur Bone, Dudley Maurice Newitt and Donald T. A. Townend. Gaseous Combustion at High Pressures. Part III. — The Energy-Absorbing Function and Activation of Nitrogen in the Combustion of Carbon Monoxide. Proc. Roy. Soc. London (A) **103**, 205—232, 1923, Nr. 721. [S. 1504.]

JAKOB.

Payá und E. Moles. Die Dichte des atmosphärischen Stickstoffs. Eine geringe Anomalie der Luft von Madrid. Anales soc. espanola Fis. Quim. **20**, 2—254, 1922. Auf Grund zahlreicher Messungen kommen Verff. zu folgenden Resultaten: 1. Die Druckveränderungen scheinen die Dichte des Luft-N im gleichen Maße zu beeinflussen wie die Dichte der Luft selbst, so zwar, daß in Perioden geringen Luftdrucks der N mehr Ar enthält als sonst. 2. Die größte beobachtete Abweichung beträgt  $1,3 \times 10^{-4}$ . 3. Das Normalgewicht von 1 Liter atmosphärischen N beträgt, ermittelt durch 10 Messungen,  $L_0 = 1,25681$ . 4. Die Luft von Madrid zeigt, verglichen mit anderen Orte, eine Anomalie der Dichte, welche Verff. auf einen Gehalt an Ozon und erhöhten Edelgasgehalt zurückführen. \*SCHMELKES.

J.W. Nicholson. The Quantum Theory and Isotopes. Phil. Mag. (6) **45**, 817—817, 1923, Nr. 269. [S. 1477.]

KOSSEL.

G. Carrière. Versuche über die Verteilung aktiver Emanationsniederschläge des Radiums unter der Wirkung eines elektrischen Feldes. B. Soc. Chim. Belgique **32**, 5—18, 1923. Verff. setzt die Versuche von Schmidt (Phys. ZS **9**, 184, 1908) und Mund [Le Radium (6) **2**, 378, 1922] über den Einfluß physikalische Berichte. 1923.

1021

91



eines elektrischen Feldes auf die Verteilung der Ra-Emanation in trockener feuchter Luft, in trockenem  $H_2$ , in Naphthalindampf fort, ohne zu einem wesentlichen Resultat zu gelangen.

**Hermann Bongards.** Radioaktive Zerfallsprodukte in der Atmosphäre und die Wahrscheinlichkeit ihrer Herkunft von der Sonne. 3. Mitteil. Phys. ZS. **24**, 295—296, 1923, Nr. 14. Verf. stellt Beobachtungen, die Wrigg Smith in Manila auf den Philippinen über den Emanationsgehalt der Luft gemacht haben, mit Beobachtungen zusammen, die von ihm in Lindenberg gemacht worden sind, und zwar in der Zeit von Juli bis November 1913. Es zeigt sich, daß die Schwankungen der Werte an beiden Orten gleich verlaufen, obgleich die Lindberger Beobachtungen in einer Höhe von 1500 m und die Messungen in Manila in Bodennähe angestellt worden sind. Diese Parallelität wird dahin gedeutet, daß der Emanationsgehalt der Luft kosmischen Ursprungs ist.

P. Lur

**Giovanni Trovato.** Sui costituenti radioattivi di alcuni prodotti scaturiti dall'Etna. Cim. (7) **25**, 177—189, 1923, Nr. 3/4.

Sc

**Adolphe Lepape.** Sur la mesure quantitative de l'émanation du radium par le rayonnement  $\alpha$ , Corrections dues à la pression et à la nature du mélange gazeux. C. R. **176**, 1613—1616, 1923, Nr. 23. Bei der Messung des Radium-Emanationsgehaltes von Quellen sind unter anderem zwei Korrekturen zu bringen, nämlich eine für den Druck und eine über die Natur des Gases (Kohlensäure) im Ionisationsraum. Der Verf. bestimmt experimentell die Korrekturen für den Apparat von Chêneveau und Laborde (Journ. de phys., März 1909). Für den Ionisationsraum: 3140 cm<sup>3</sup>. Die folgende Tabelle gibt die Korrekturen für den Strom gleich dem Verhältnis des Ionisationsstroms bei dem Drucke  $p$  zu dem Ionisationsstrom bei dem Drucke von 760 mm sind.

Druck $p$ . . . . . mm	450	550	640	720	760	800
Mittelwerte $\frac{J_p}{J_0}$ . . . . .	0,816	0,895	0,961	0,995	1,000	1,000

Der Fehler wird zu 0,5 Proz. angegeben. Die Zahlen sind unabhängig von der Stärke der Ionisation im Meßraum zwischen 3,2 und 25 Millimikr (=  $10^{-9}$  Curie). Sie gelten nur für den genannten großen Kondensator. Für einen kleinen Kondensator von 450 cm<sup>3</sup> ergaben sich folgende Werte:

Druck $p$ . . . . . mm	650	700	760	800
$\frac{J_p}{J_0}$ . . . . .	0,900	0,947	1,000	1,030

Den Einfluß der Kohlensäure, die der Luft im Ionisationsraum zugemischt ist, zeigt folgende Tabelle:

Volumen $CO_2$ . . . . . cm <sup>3</sup>	0	300	500	1030	2000	2890
$CO_2$ . . . . . Proz.	0	9,55	15,95	32,8	63,7	92
$\frac{J_m}{J_0}$ . . . . .	1	0,98	0,965	0,945	0,93	0,91

Beide Einflüsse sind daher bei der Messung von Quellwässern in Rechnung zu ziehen.

P. Lur

**D. H. Brauns.** Optische draaiing en atoomdimensie. Physica **3**, 69—75. Nr. 3. [S. 1474.]

Hou

**William Lawrence Bragg.** Die Beugung von X-Strahlen durch Kristalle. Vorlesung. Mit 2 Tafeln. 12 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft b. H., 1923.

SCHEEL.

**Beckenkamp.** Atomanordnung und Valenz in Kristallen. ZS. f. anorg. Chem. 130, 69—86, 1923, Nr. 1. Verf. nimmt elementare Einheiten des Kerns, „Urme“, an, deren Masse kleiner sein soll als die Masse des Kerns dividiert durch Elektronenzahl, und welche wie die Elektronen Schwingungen ausführen. Die Schwingungen der Uratome vollziehen sich um einen gemeinsamen Mittelpunkt, dem Schwerpunkt des Kerns, in Ellipsen, deren kleine Achsen im Vergleich zu den großen zu denken sind. Aus der Vorstellung, daß die Umlaufzeiten gleich sind und den Atomkernen nach allen Richtungen elektromagnetische Wellen ausgehen, wird abgeleitet, daß das Atom von einem tensionellen Felde, d. h. von einer Anzahl Knotenpunkte umgeben ist, deren Schärfe mit der Entfernung vom Kernschwerpunkt abnimmt. Die Faktoren, welche die gegenseitigen Abstände und Anordnungen der Atome bei Molekülen und bei Kristallen regeln, sind in erster Linie von den Atomen ausgehende stehende Wellen, in zweiter Linie von den äußeren Elektronen ausgehende elektrostatische und elektrodynamische Kräfte. Die Ursache der Isotypie ist das Bestreben, die Atome nach Tetraedern anzuordnen. Die Veränderlichkeit der Valenz ist eine Folge der verschiedenen Orientierung der Elektronenbahnen. Die Anordnung der Atome wird in erster Linie von den jedes Atom umgebenden Knotenpunkten bestimmt. Die Koordinationspunkte sind in erster Linie Funktionen des Atomkerns, die Valenzen solche der elektrischen Kraftlinien zwischen den Elektronen und den zugehörigen Kernen.

KAUFFMANN.

**Richard Tiede und Arthur Schleede.** Röntgenographische Strukturuntersuchungen an lumineszenzfähigen Calciumwolframat. ZS. f. Elektrochem. 29, 304—306, 1923, Nr. 7 (13/14). Unter Einhaltung bestimmter Darstellungsvorgänge kann ein Calciumwolframat gewonnen werden, das ohne Nachleuchten zu leuchten durch Röntgenstrahlen zu der bekannten intensiv blauen Lumineszenz erregt wird. Spuren von Fremdstoffen schwächen die Helligkeit der Lumineszenz und bewirken nun Nachleuchten. Dauer und Stärke der Phosphoreszenz hängen von den Verunreinigungen und der Herstellungsmethode ab; schon ganz geringe Reste an Natriumsalz sind wirksam. Gut lumineszierende nachleuchtfreie Produkte besitzen bei  $-100^{\circ}$  im Grundzustand nur eine Emissionsbande, die im oberen Momentanzustand bei Zimmertemperatur unter dem Einfluß des Röntgenlichts die eingestrahlte Energie sofort als Phosphoreszenz zurückstrahlt. Nachleuchtfähige Präparate dagegen weisen außer der Emissionsbande eine zweite Emissionsbande auf, die sich bei Zimmertemperatur noch im Grundzustand befindet und damit zur Ursache der Phosphoreszenz wird. Untersuchung alter und neu hergestellter Präparate nach der Methode Debye-Scherrer ergibt, daß die Fähigkeit zur Röntgenfluoreszenz mit der Kristallstruktur zusammenhängt und mit dieser erhöht wird. Produkte, die durch Umsetzen in der Wärme und kristallisiert erhalten sind, fluoreszieren wesentlich besser als in der Kälte hergestellte. Auf kaltem Wege vor drei Jahren gewonnene Präparate, welche zunächst keine Röntgenfluoreszenz zeigten, erlangten beim Altern eine solche, indem sie zunächst die Kristallstruktur annahmen.

KAUFFMANN.

**Robert P. Davey.** An X-ray examination of ZnO in vulcanized rubber. J. Chem. Phys. (2) 21, 719, 1923, Nr. 6. Bei der Untersuchung mit Hilfe der Röntgenstrahlen zeigt Gummi keinerlei kristallinische Substanz. Dagegen wurde in zwei verschiedenen Proben von vulkanisiertem Kautschuk ZnO nachgewiesen. In beiden

Fällen wurden Röntgenogramme erhalten, welche bis auf 0,1 Proz. mit jenen d  
wöhnlichen ZnO identisch waren. Kristallisierter S oder ZnS wurden nicht  
gewiesen. K. B.

**A. A. Lebedeff.** On Polymorphism and Annealing of Glass. Journ.  
Phys.-chem. Ges. 50, 67—84, 1922, Nr. 1/3. Vgl. diese Ber. 3, 1315. 1922. S.

**Hugo Krause.** Was muß der Maschineningenieur vom Eisenkohlen-  
diagramm wissen? Maschinenbau 2, 959—961, 1923, Nr. 24 (Gestaltung S. 255).  
Es werden zunächst die verschiedenen Kristallformen (Polymorphie) der Metal  
die verschiedenen Arten der Löslichkeit, sowie die Herstellung der Schiffe u  
thermische Analyse kurz erläutert. Dann wird auf einige Formen von Zus  
diagrammen eingegangen, das des Fe-C-Systems wiedergegeben und gezeigt,  
Folgerungen man daraus ziehen kann (z. B. das Hebelgesetz, die Erstarrungsvorgäng  
B

**Graefe.** Die chemische, metallographische und physikalische Pr  
von Stahl (in Stangenform). Maschinenbau 2, 257—60, 1923, Nr. 24. [S.

**P. Oberhoffer und H. Stein.** Über den Einfluß der Gießtemperatu  
die Eigenschaften von grauem Gußeisen. Gießerei 10, 423—425, 431  
1923, Nr. 38 und 39. [S. 1420.] B.

**O. Bauer und K. Sipp.** Versuche zur Klärung der Abhängigkeit  
Schwindung und Lunkerung beim Gußeisen von der Gattierung.  
und Eisen 43, 1239—1247, 1923, Nr. 39. Bei allen Schmelzen erfolgte unmi  
nach der Erstarrung eine beträchtliche Ausdehnung, die anscheinend mit der  
des Erstarrungsintervalls im Zusammenhang steht. Ein Einfluß der Gießhitze  
sich nur bei den Si-haltigen Stäben bemerkbar. Jene Ausdehnung nahm mit si  
dem Si- und P-Gehalt allmählich ab. Die größte Gesamtschwindung wies eine  
erstarrte Schmelze auf. Im allgemeinen bewirken die Zusätze, welche die Gr  
ausscheidung begünstigen (Si, P) eine Verringerung der Schwindung. Mit wa  
dem Mn-Gehalt nimmt sie dagegen zu Anfang ab und steigt darauf wieder  
schließlich nochmals, wenn auch langsam, abzufallen. Der Einfluß des S i  
gering, anscheinend wirkt er erhöhend auf die Schwindung. Bei heiß vergo  
Stäben traten nur Außenlunker, bei kalt gegossenen Innenlunker auf; bei jen  
die Lunkerbildung im allgemeinen größer. Bei Stoffen, welche kleine Schwi  
geben, wird auch die Neigung zur Lunkerbildung verringert, bei Mn-Zusatz  
aber einige Unregelmäßigkeiten auf. Mit steigendem P-, Si- und Mn-Zusatz  
das Raumgewicht ab, wobei es im letzteren Fall durchschnittlich geringer w  
bei Si-haltigem Gußeisen; S hatte keinen merklichen Einfluß darauf; das gal  
für die Biegefestigkeit, während sie mit steigendem Si-, Mn- und P-Gehalt al  
Zwischen heiß und kalt gegossenen Stäben waren keine merklichen Gefüge  
schiede zu beobachten. Bei Si-Zusatz bestand das Gefüge aus lamellarem  
langen feinen Graphitblättern und zuweilen auch Ferrit. Bei Mn-Zusatz w  
Perlit sorbitisch, der Graphit sehr feinsblättrig, während bei höheren Gehalten  
Zementit auftrat. Mit steigendem P-Zusatz wuchs die Menge des Phosphideutekt  
der Perlit war streifig, die Graphitblätter lang und grob, daneben war Ferrit  
merken. Bei S-Gehalt ähnelte das Gefüge dem des Si-haltigen Gußeisens, do  
kein Ferrit auf. Sulfidische Einschlüsse waren auch bei höherem S-Gehalt  
nachzuweisen. B

## 5. Elektrizität und Magnetismus.

**hur Haas.** Einführung in die theoretische Physik. Mit besonderer Berücksichtigung ihrer modernen Probleme. Erster Band. Mit 58 Abbildungen im t. 3. und 4., völlig umgearbeitete und vermehrte Aufl. X und 307 S. Berlin Leipzig, Walter de Gruyter & Co., 1923. [S. 1409.]

**lther Gerlach.** Materie, Elektrizität, Energie. Die Entwicklung der omistik in den letzten zehn Jahren. VIII u. 195 S. Dresden und Leipzig, ag von Theodor Steinkopff, 1923 (Wiss. Forschungsber., Naturw. Reihe, heraus- eb. von Raphael Ed. Liesegang, Band 7). [S. 1428.]

**ysikalisch-Technische Reichsanstalt.** Bekanntmachung über Prüfungen l Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfümter. Elektrot. ZS. **44**, 1923, Nr. 34. SCHEEL.

**st Cohen und A. L. Th. Moesveld.** Die Metastabilität des „Internatio- en Westonelementes“ und dessen Unbrauchbarkeit als Spannungs- male. II. ZS. f. phys. Chem. **104**, 403–405, 1923, Nr. 5/6. In einer früheren teilung (ZS. f. phys. Chem. **95**, 285, 1920) haben die Verf. behauptet, daß das rrationale Westonelement als Spannungsnormalelement unbrauchbar sei, da das dabei utzte 12,5 gewichtsprozentige Cadmiumamalgam bei gewöhnlicher Zimmertempe- r ein metastabiles Gebilde sei, das sich spontan in den stabilen Zustand um- deln könne. Sie stützen sich dabei auf Untersuchungen von Bijl (ZS. f. phys. m. **41**, 641, 1902) und Smith. Gegenüber der Erwiderung von Jaeger und einwehr (ZS. f. phys. Chem. **97**, 319, 1921) stellen sie folgende Fragen, von deren ntwortung eine weitere Besprechung abhängig gemacht wird: a) Schließen Sie den von Bijl und Smith erhaltenen Ergebnissen an? b) Sind Sie der Meinung, die von jenen Forschern gefundenen Tatsachen die Frage nach der Brauchbar- des internationalen Westonelements als Spannungsnormalelement in einem größtmög- en Temperaturintervall beherrschen? (Vgl. die beiden folgenden Referate.)

W. JAEGER.

**Jaeger und H. v. Steinwehr.** Erwiderung auf die Mitteilung von Cohen und A. L. Th. Moesveld: Die Metastabilität des „Internatio- en Westonelements“ und dessen Unbrauchbarkeit als Spannungs- male. II. ZS. f. phys. Chem. **105**, 204, 1923, Nr. 3/4. Die von Cohen und esveld gestellten Fragen (vgl. vorstehendes Referat) bezüglich der Ergebnisse Bijl und Smith wurden verneint unter Hinweis auf die in der Physikalisch- nischen Reichsanstalt ausgeführte eingehende Untersuchung von A. Schulze (das folgende Referat).

W. JAEGER.

**red Schulze.** Über das Verhalten der Cadmiumamalgame in Be- üng zum Westonschen Normalelement. ZS. f. phys. Chem. **105**, 177–203, 3, Nr. 3/4. Im Hinblick auf die von Cohen und Moesveld wiederholt auf- ellte Behauptung, daß das Westonsche Normalelement wegen der Metastabilität, 12,5 gewichtsprozentigen Cadmiumamalgams als Spannungsnormalelement unbrauchbar (vgl. die beiden vorstehenden Referate), wurden die Untersuchungen von Bijl as Zustandsdiagramm der Cadmiumamalgame einer eingehenden Nachprüfung rzozen. Die Liquiduskurve wurde auf thermischem Wege und durch Analyse üssigen Phase bestätigt. Die Soliduskurve konnte dagegen im Gegensatz zu



Bijl weder auf dilatometrischem Wege noch thermisch noch mittels der elektr. Leitfähigkeit ermittelt werden. Das elektromotorische Verhalten der Amalgam dagegen die Verzweigungspunkte zwischen  $0^{\circ}$  und  $25^{\circ}$  erkennen in Übereinstimmung mit den elektromotorischen Messungen von Bijl zwischen  $25^{\circ}$  und  $75^{\circ}$ , dagegen Widerspruch zu seinen dilatometrischen Angaben. Es ergab sich, daß die Verzweigungspunkte in dem untersuchten Konzentrationsbereich erheblich tiefer liegen als Cohen angenommen hatte; der Verzweigungspunkt des beim Normalelementenutzten 12,5prozentigen Amalgams liegt bereits unterhalb  $0^{\circ}$ , so daß dadurch die Behauptung von Cohen über die Metastabilität des Westonelements hinfällig wird. Tatsächlich ist bis jetzt auch bei keinem der vielen im Gebrauch befindlichen Normalelemente eine Umwandlung beobachtet worden. Elektrolytisch hergestellte Amalgame führen zu denselben Ergebnissen, die noch durch mikrophotographische Aufnahmen bestätigt wurden. Bei den abgeschreckten Amalgamen, wie sie Smith hergestellt hat, hat die flüssige Phase eine merklich andere Zusammensetzung als bei langsam abgekühlten Amalgamen.

W. J.

Der Wellenmesser als Ersatz für den Oszillographen. (Mitteilung des Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin. Elektrot. ZS. 44, 757—758, 1923, Nr. 32. Ein von A. Meissner (Jahrb. drahtl. Tel. S. 201) für Hochfrequenz angegebenes Verfahren wird auf mittlere und niedrige Frequenzen übertragen. Ein Wellenmesserkreis mit veränderlicher Kapazität und bekannter Dämpfung wird mit dem zu untersuchenden Stromkreis gekoppelt und direkt die Frequenzen der Oberschwingungen. Die bezüglichen Amplituden erhält man aus den Resonanzausschlägen des Strommessers im Indikatorkreis, die mit einem von der Frequenz abhängigen Dämpfungsfaktor zu multiplizieren. Das Verfahren liefert mühelos noch Oberschwingungen, die bei oszillographischer Aufnahme und Analyse durch Fouriersche Reihen nicht mehr feststellbar sind. Dagegen sagt der Wellenmesser nichts über die Phase.

SA

J. F. de Vries. Rechthoekschakeling van galvanische elemente. Phys. 89—91, 1923, Nr. 3. Nach Ansicht des Verf. soll der bekannte Satz über die Größenschaltung galvanischer Elemente, wonach die Stromstärke ein Maximum ist, wenn der innere Widerstand des Kreises gleich dem äußeren, nicht allgemein gültig sein.

K. HOB

Electrical characteristics and testing of dry cells. Circ. Bur. of Stand. Nr. 79, 2. Aufl., 62 S., 1923. Nach einer allgemeinen Darstellung der Wirkungen der verwendeten Materialien und des Aufbaus von Trockenelementen werden verschiedenen Größen und Arten der in Amerika hergestellten Trockenelementbatterien beschrieben. Die elektrischen Eigenschaften von Trockenelementen, besonders das Verhalten bei Stromentnahme, der innere Widerstand, die Kapazität und der Temperatureinfluß auf Spannung, Lagerfähigkeit, Leistung und Kurzschlussstromstärke sowie die verschiedenen in Amerika üblichen Prüfmethode für Trockenelemente und -batterien werden behandelt. In einem Anhang werden Normen für Trockenelemente aufgeführt, die vom Bur. of Stand. zusammen mit den Herstellern und Hauptverbrauchern von Trockenelementen aufgestellt worden sind. Die wichtigsten Abschnitte dieser Normen beziehen sich auf Normalgrößen, Normalprüfmethoden und die zu verlangenden Mindestleistungen von Trockenelementen. Die Hauptverschiede dieser zweiten Auflage gegenüber der ersten (1919) bestehen in einer ausführlicheren Behandlung des Abschnittes über den Temperatureinfluß auf Trockenelemente.

mente und in der Einfügung eines eingehenderen Abschnittes über die Kapazität. beiden Abschnitten sind die Ergebnisse von neueren Untersuchungen des Bur. of and. an Trockenelementen verwertet. SCHELD.

**H. Meerburg.** De potentiaal in een punt buiten een geladen bol. *Physica* 3, 88—89, 1923, Nr. 3. [S. 1413.] HOBOVITZ.

**Knauer.** Neuere Messungen dielektrischer Verluste. *Elektrot. ZS.* 44, 762 1923, 1923, Nr. 32. Der Artikel ist eine zusammenfassende Besprechung folgender Arbeiten, in den *Phys. Ber.* bereits enthaltenen Arbeiten: Schott, Hochfrequenzverluste in Gläsern und einigen anderen Dielektrika. *Jahrb. drahtl. Tel.* 18, 82, 1921, Nr. 2 (diese Ber. 3, 95, 1922), Steinhaus, Über die dielektrischen Verluste in Kolophonium, Wach und ähnlichen Stoffen. *Jahrb. drahtl. Tel.* 18, 29, 1921, Nr. 1 (diese Ber. 2, 29, 1921), Geyger, Ein Verfahren zur Messung dielektrischer Energieverluste in Kondensatoren. *Helios* 27, 442, 1921, Nr. 37 (diese Ber. 3, 91, 1922). SAMSON.

**Carrière.** Versuche über die Verteilung aktiver Emanationsnieder schläge des Radiums unter der Wirkung eines elektrischen Feldes. *Bull. Chim. Belgique* 32, 5—18, 1923. [S. 1441.] \*BECKER.

**fred Johnsen and Knud Rahbek.** A physical phenomenon and its applica- tions to telegraphy, telephony etc. *Journ. Inst. Electr. Eng.* 61, 713—725, 1923, Nr. 320. Der Inhalt dieser Veröffentlichung der Erfinder des elektrostatischen Relais dem deutschen Leser zum großen Teil aus dem Aufsatz von Rottgardt (*ZS. f. techn. Phys.* 2, 315, 1921) bekannt. Darüber hinausgehend werden in dieser Arbeit auftretenden elektrokapillaren Erscheinungen eingehend erörtert. Das elektro- statische Relais verlangt einen Halbleiter, dessen innerer Widerstand möglichst klein, dessen Übergangswiderstand in der Oberfläche dagegen möglichst groß ist. Beide Eigenschaften indes sehr von der Feuchtigkeit ab. Am günstigsten hat sich eine hohle Gummiwalze erwiesen, die im Innern mit einem Elektrolyten gefüllt ist; dann saugt sich der Stein voll Feuchtigkeit, die Verdunstung hält ihn aber an der Oberfläche hängen. Dann ist die Anziehung zwischen Stein und Außenelektrode, wenn diese positiv ist, wesentlich größer als wenn sie negativ ist. In letzterem Fall scheint die Feuchtigkeit an die Oberfläche transportiert zu werden. Dies gibt Gelegenheit, die Unterschiede der Anordnung gegen den Edisonschen Elektromotograph (Kreide- zylinder mit feuchter Oberfläche) festzustellen. Bei diesem wird bei negativer äußerer Anordnung Wasserstoff in der feuchten Oberfläche entwickelt, der mit der Flüssigkeit zusammen einen Schaum bilden soll und als Schmiermittel wirkt. Beide Anordnungen haben also bei positiver Innenelektrode eine Verminderung der Reibung, die beim elektrostatischen Relais von der Verminderung der Anziehung, bei Edison aber von der verbesserten Schmierung herrührt. SALINGER.

**E. Verschaffelt.** Die Polarisation der Elektroden. *Rec. trav. chim. Pays- bas* 42, 332—336, 1923. Nach den vom Verf. abgeleiteten Formeln ist der Ionen- transport zum Teil elektrisch, zum Teil mechanisch und rührt die Potentialdifferenz zum Teil vom elektrischen Widerstand, zum Teil von der Konzentrationsdifferenz her. Ein stationärer Zustand kann sich nur in einer Metallsalzlösung zwischen Elektroden aus demselben Metall einstellen. Bei wirklicher Elektrolyse ist ein stationärer Zustand unmöglich, von schwer zu realisierenden Ausnahmefällen abgesehen. Ein solcher Fall ist der folgende: eine Lösung von konstanter Konzentration wird durch zwei poröse Membranen in drei Kompartimente geteilt, die beiden äußeren, die die Elektroden enthalten, werden gerührt: aus der sich einstellenden Potentialdifferenz und der Dicke

der mittleren Schicht könnte man das Leitvermögen der Lösung ableiten. An Elektroden würden sich Grenzschichten herausbilden, in denen die Rührung ungesam ist. — Es werden Formeln abgeleitet für den Zusammenhang zwischen der elektromotorischen Kraft und der Stromdichte, doch entziehen sich die Formeln und Ableitung einer kurzen Wiedergabe. Die Tendenz zur Bestimmung eines Stromes dürfte nur bei elektromotorischen Kräften zu bemerken sein, die weit größer sind als die gewöhnlich benutzten; in der Tat hat man solche bei Elektrolysen nicht beobachtet.]

\*W. A.

**A. H. W. Aten.** Über den Verlauf der Stromstärke-Spannungskurven der Elektrolyse. *Rec. trav. chim. Pays-Bas* **42**, 337—354, 1923. (Vgl. vorst.) Der Verf. wendet die bekannten Nernstschen Anschauungen und die von V. Schaffelt abgeleiteten Formeln auf verschiedene Arten von Elektrolyse, wie sie in der Praxis vorkommen, an: es handelt sich stets um Elektrolyse bei Gegenwart indifferenten Elektrolyten ( $\text{KCl}$  bei Gegenwart von  $\text{KClO}_3$ ,  $\text{CuSO}_4$  bei Gegenwart von  $\text{H}_2\text{SO}_4$ ,  $\text{NiSO}_4$  bei Gegenwart von  $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ ,  $\text{AgNO}_3$  bei Gegenwart von  $\text{KNO}_3$  u. dgl.). Die rein rechnerischen Ergebnisse werden in Stromstärke-Spannungskurven angedeutet. Eine kurze Wiedergabe ist unmöglich.

\*W. A. B.

**M. Scott.** An experiment with mercury vapor. *Phys. Rev.* (2) **21**, 716—723, Nr. 6. Die Zündspannung eines Bogens in Hg-Dampf hängt nach Versuchen von K. T. Compton und S. T. Yao von der Entfernung der Ionisationskammer von der Flüssigkeitsoberfläche ab. Nach Experimenten des Verf. besteht diese Abhängigkeit nur, solange Kondensation des Dampfes an irgend einer Stelle der Apparatur stattfindet. Es wird deshalb angenommen, daß die Abhängigkeit auf die vom Verf. aufgestellte Abhängigkeit von der Dampfdichte (*Phys. Rev.* **21**, 204, 1923) zurückzuführen ist und nichts mit der Existenz zweier metastabiler Zustände des Hg-Atoms zu tun hat.

MINKOV

**Otto Stahlman and D. A. Wells.** The radiotron as a source of negative electric resistance. *Phys. Rev.* (2) **21**, 717—718, 1923, Nr. 6. Es wird eine Schaltung angegeben, bei der eine Eingitterröhre (Radiotron Typ. 201 U. V.) die charakteristischen Strom-Spannungskurven des von Hull angegebenen Dynatrons ergibt. Die Anode wird auf positives konstantes Potential gegenüber dem Gitter gebracht. Ein positiver variabler Widerstand wird mit Gitter und Anode in Reihe geschaltet. Zwischen dem negativen Ende des Glühdrahtes und dem negativen Pol der Anodenbatterie wird eine variable Spannung mit dem negativen Pol am Glühdraht angelegt. Der Strom durch den variablen Widerstand ergibt sich aus der Differenz der Anzahl von Primärelektronen, die das Gitter eintreten, und der Anzahl von Sekundärelektronen, die aus dem Glühdraht austreten und sich zur Anode bewegen.

MINKOV

**V. A. Bailey.** On the Motion of Electrons in Gases. *Phil. Mag.* (6) **46**, 218—219, 1923, Nr. 271, Juli. Die Arbeit gibt im Rahmen einer sehr knappen Zusammenfassung der Ergebnisse der Townsendschen Schule [Townsend und Tizard, *Roy. Soc. (A)* **88**, 336, 1913, Townsend und Bailey, *s. ds. Ber.* **3**, 323, 1922; **4**, 590, Skinner, *Phil. Mag.*, Nov. 1922] im wesentlichen kritische Bemerkungen über die Untersuchungen von Franck (Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 291 u. 613, 1910) mit Modifikation der Rutherford'schen Methode zur Messung der Fortschritts- oder Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Gasen in Richtung der elektrischen Kraft. Die dort erfolgte Verwendung von Wechselstrom erscheint unstatthaft, weil die angenommene Proportionalität zwischen Fortschritts- oder Driftgeschwindigkeit und elektrischer Kraft nach den neueren Untersuchungen nicht besteht. Die Ergebnisse über

stanz freier Elektronen in  $O_2$  werden durch die Benutzung von Wechselstrom verursacht, weil nach den Townsendschen Untersuchungen die Elektronen sich nur bei hohen Feldstärken an  $O_2$ -Moleküle anlagern, während dies bei höheren Feldstärken nicht der Fall ist. Da bei Verwendung von Wechselstrom die Elektronen stets zeitweise in schwachen Feldern sind, wird der Anschein erweckt, als ob die Elektronen stets an  $O_2$ -Moleküle anlagern. Die Untersuchungen von Loeb über die Wahrscheinlichkeit der Anlagerung von Elektronen an Moleküle, werden als nicht bindend betrachtet wegen der Verwendung von Wechselstrom und wegen Zugrundelegung einer Theorie von J. J. Thomson, die auf der Annahme beruht, daß die Anlagerungswahrscheinlichkeit für jedes Gas eine Konstante sei, was mit den Townsendschen Untersuchungen nicht verträglich ist.

MINKOWSKI.

**T. Compton.** On terminal speeds and mobilities of electrons in gases. *Phys. Rev.* (2) **21**, 717, 1923, Nr. 6. Voranzeige einer Arbeit, in der die Endgeschwindigkeit untersucht wird, die ein Elektron in einem Gas unter dem Einfluß eines äußeren elektrischen Feldes erhält. Eine unter Benutzung des erhaltenen Resultats abgeleitete Formel für die Beweglichkeit weicht im Maximum 12 Proz. von der ab, die Loeb *Phys. Rev.* **19**, 24, 1922) mit einer von Townsend angegebenen Näherungsmethode abgeleitet hat.

MINKOWSKI.

**A. Mackay.** Ionization potentials of He, Hg,  $H_2$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NH_3$ ,  $H_2O$ . *Phys. Rev.* **21**, 717, 1923, Nr. 6. [S. 1433.]

**Hertz.** Über die Anregung von Spektrallinien durch Elektronenstoß. *Naturwissenschaften*, **11**, 778—779, 1923, Nr. 37. [S. 1477.]

MINKOWSKI.

**Charlotte Zimmerschied.** The passage of ions through a grid under the influence of an electric field. *Phys. Rev.* (2) **21**, 721, 1923, Nr. 6. (Kurzer Auszug aus einer Arbeit.) Zwischen zwei Platten *A* und *C* ist parallel zu diesen ein Drahtnetz *B* angebracht. Die Oberfläche von *A* ist Quelle einer ionisierenden Strahlung (*B* mit Polonium bedeckt). Bei einer zwischen *A* und *B* angelegten Spannung erreichen Ionen die Platte *C*, auch wenn *C* auf demselben Potential ist wie *B* und zwar auch dann, wenn zwischen *B* und *C* ein schwaches Gegenfeld liegt. Da ein Drahtnetz in dieser Weise bei Ionenbeweglichkeits- und Elektronenstoßversuchen vielfach verwendet wird unter der Annahme, daß ein Drahtnetz als Quelle für die Ionen wirkt in der Weise, daß die Bewegung der Ionen zwischen den Platten *B* und *C* vollständig bestimmt ist durch die Potentialdifferenz zwischen *B* und *C*, erscheint eine nähere Untersuchung notwendig. Die Theorie führt zu dem Ergebnis, daß das Verhältnis der Zahl der Ionen, die *C* erreichen, zu der Zahl der Ionen, die *B* und *C* zusammen erreichen, gleich sein muß dem Verhältnis der Kraftlinien, die von *A* nach *C* gehen, zu der Zahl der Kraftlinien, die überhaupt von *A* ausgehen. Diese Beziehung wird experimentell geprüft bei Variation der Spannungen zwischen *A*, *B* und *C*.

W. GEOTRIAN.

**Leonard B. Loeb.** The mobility of negative ions in air. *Phys. Rev.* (2) **21**, 720, 1923, Nr. 6. (Kurzer Auszug.) Die Beweglichkeit negativer Ionen wird nach der Rutherfordschen Wechselstrommethode gemessen, wobei die Ionen auf zwei Arten erzeugt werden: 1. durch Bestrahlung einer Platte der Ionenkammer mit ultraviolettem Licht, 2. in einer Hilfskammer durch  $\alpha$ -Strahlen oder ultraviolettes Licht. Hier erzeugten Ionen werden mit Hilfe eines schwachen elektrischen Feldes durch ein Drahtnetz, das die eine Platte der Ionenkammer bildet, in diese getrieben. Die Vergleichungsmessung ergibt im Falle 1 den Wert 2,1 cm/sec, im Falle 2 den Wert



1,8 cm/sec. Wäre diese Unstimmigkeit auf Änderungen der Ionen mit der zurückzuführen, so müßte sich mit wachsendem elektrischen Hilfsfelde die Beweglichkeit von 1,8 auf 2,1 ändern, also um den Faktor 1,195. Bei Veränderung des Feldes von 1,1 auf 39,5 Volt/cm ändert sich die Beweglichkeit um den Faktor 1,275. handelt sich also nicht um einen Alterungseffekt. Die Ursache sieht der Verf. in einer Änderung des mittleren Abstandes der Ionen vom Drahtnetz im Augenblick, wo die negative Phase des Wechselstromes einsetzt. Die mit der Hilfskammerzielten Resultate sind also bedeutungslos. Der wahre Wert der Beweglichkeit ist der nach der ersten Methode erhaltene, d. h.  $2,15 \pm 0,05$  cm/sec. W. GROTH

**Henry A. Erikson.** The positive ions from hot platinum. Phys. Rev. (2) 720, 1923, Nr. 6. (Kurzer Auszug.) Die von heißem Pt emittierten Ionen werden nach einer in Phys. Rev. 20, 118, 1922 beschriebenen Methode untersucht. Ergebnis unmittelbar nach der Bildung ist die Beweglichkeit der von heißem Pt in Luft gebildeten positiven Ionen gleich der Beweglichkeit der normalen negativen Ionen der normalen anfänglich vorhandenen positiven Ionen, die durch  $\alpha$ -Strahlen Polonium in Luft gebildet werden (vgl. diese Ber. 3, 1051, 1922). Nach 0,30 Sekunden gehen diese anfänglich vorhandenen positiven Ionen über in normale positive Ionen. Beweglichkeit 1,36 cm/sec/Volt/cm. Da sowohl im Anfangs- wie im Endzustand die Beweglichkeit der von heißem Pt ausgehenden positiven Ionen dieselbe ist wie die Beweglichkeit von positiven, durch  $\alpha$ -Strahlen erzeugten Ionen in Luft, so schließt der Verf., daß diese beiden Sorten von positiven Ionen identisch sind und in beiden Fällen in der Luft erzeugt werden. Wenn das Pt sehr heiß ist und die Ionen kurze Zeit in der Luft bleiben können, die aus der Pt-Oberfläche entweicht, so bilden sich schwerere Ionen. W. GROTH

**Svein Rosseland.** On the Theory of Ionization by Swiftly Moving Electrified Particles and the Production of Characteristic X-Rays. Phil. Mag. (6) 45, 65–83, 1923, Nr. 265, Januar. J. J. Thomson hat für den Zusammenstoß eines Kathoden- oder  $\alpha$ -Strahlteilchens mit einem im Atom ruhenden Elektron

den Betrag der auf das Elektron übertragenen Energie zu  $Q = \frac{2 m_1 \cdot m_2^2}{(m_1 + m_2)^2} \cdot V^2 \cdot \sin^2 \frac{\Theta}{2}$  berechnet,  $\tan \frac{\Theta}{2} = \frac{e \cdot E}{V^2} \cdot \frac{m_1 + m_2}{p \cdot m_1 m_2}$  ( $V$  = Geschwindigkeit des Teilchens;  $m_1$ ,  $E$ ,  $m_2$  = Masse und Ladung des Teilchens des Elektrons;  $\Theta$  = Ablenkungswinkel des Teilchens;  $p$  = Abstand des Elektrons von der unabgelenkten Bahn des Teilchens). Setzt man  $Q$  = der Ionisierungsarbeit  $W$ , so folgt für den Ionisationsradius

$$p W^{\frac{1}{2}} = \frac{2 e^2 E^2}{m_1 V^2} \left( \frac{1}{W} - \frac{(m_1 + m_2)^2}{2 m_1 m_2^2 V^2} \right).$$

Daraus folgt als Zahl der ionisierenden Zusammenstöße pro Einheit der Weglänge des Teilchens mit Elektronen einer bestimmten Gruppe des Atoms ( $K$ -,  $L$ -,  $M$ -Gruppe)  $J = \frac{2 \pi e^2 E^2 N n}{m_1 V^3} \cdot \left( \frac{1}{W} - \frac{(m_1 + m_2)^2}{2 m_1 m_2^2 V^2} \right)$ . ( $N$  = Zahl der Atome pro Volumeneinheit,  $n$  = Zahl der Elektronen der Gruppe.) Durch Erweiterung dieser Überlegungen auf die Möglichkeit der gleichzeitigen Abtrennung von mehreren Elektronen desselben Atoms durch einen Zusammenstoß findet der Verf. durch Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen für die Anzahl der pro Einheit der Weglänge des Teilchens gebildeten  $m$ -fachen Ionen den Wert:

$$J_m = \frac{2 \pi N n!}{m! (n-m)!} \int_0^{r+pW} \sigma^m (1-\sigma)^{n-m} \varphi \cdot d\sigma.$$

hierbei ist angenommen, daß sich die  $n$  Elektronen der Gruppe nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit verteilt auf einer Kugeloberfläche vom Radius  $r$  befinden, deren Mittelpunkt von der unabgelenkten Bahn des Teilchens den Abstand  $q$  hat. Ist der Bruchteil der Kugeloberfläche, der in den zylinderförmigen Ionisationsbereich des Teilchens mit dem Radius  $p_W$  hineinragt. Für  $p$  klein gegen  $r$  findet man annähernd:

$$\sigma = \frac{p_W^2}{2r^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{r^2}}}, \quad J_2 = -\frac{\pi}{4} N \cdot \frac{p_2^4}{r^2} \ln \left( \frac{2p_2}{r} - \frac{p_2^2}{r^2} \right),$$

$$J_1 = 2\pi N p_1^2 \cdot \left\{ 1 + \frac{p_1^2}{4r^2} \ln \left( \frac{2p_1}{r} - \frac{p_1^2}{r^2} \right) \right\}.$$

Der Bruchteil an Doppelionen wird nahezu:

$$\varepsilon = \frac{1}{8} \frac{p_2^4}{p_1^2 r^2} \ln \left( \frac{2p_2}{r} - \frac{p_2^2}{r^2} \right).$$

Für  $p$  groß gegen  $r$  wird berechnet:

$$J_2 = \pi N \left[ p_2^2 - \frac{1}{3} r^2 - \frac{5}{6} p_2 r \right]; \quad J_1 = \frac{4}{3} \pi N p_1 r_1;$$

$$\varepsilon = \frac{p_2^2 + \frac{1}{3} r^2 - \frac{5}{6} p_2 r}{p_2^2 + \frac{1}{3} r^2 + \left( \frac{4}{3} p_1 - \frac{5}{6} p_2 \right) r}.$$

Die Größen  $\varepsilon$  sind für Helium von Millikan und von Wilkins gemessen worden.  $p_1$  und  $p_2$  lassen sich aus den von Horton und von Davies und von Franck und Ruppert gemessenen Ionisierungsspannungen des Heliums ableiten, so daß man die Formel für  $\varepsilon$  zur Berechnung von  $r$ , dem Radius des Heliumatoms, verwenden kann. Verf. findet so den Wert  $r = 2,5 \cdot 10^{-9}$  cm, während aus der kinetischen Gastheorie ein vierfach größerer Wert folgt. Die Bohrsche Theorie liefert dagegen  $r = 3 \cdot 10^{-9}$  cm, so die gleiche Größenordnung. — Verf. wendet sich dann den Röntgenstrahlenlinien zu. Die Intensität einer bestimmten Linie läßt sich ausdrücken als  $I = A_k^i \cdot h \cdot \nu_{ik} \cdot N_i$  ( $N_i$  = Anzahl der durch den Elektronenstoß zum Zustande  $i$  gereigten Atome;  $A_k^i$  = Wahrscheinlichkeit des Überganges vom Zustande  $i$  zum Zustande  $k$ ;  $\nu_{ik}$  = bei diesem Übergange emittierte Frequenz). Nach den Bohrschen Vorstellungen über die Entstehung der Linie ist  $A_k^i$  nur von der Art der Atome, nicht aber von der Spannung am Röntgenrohr abhängig, woraus für die relative Intensität der Linien einer Serie, d. h. des gleichen  $N_i$ , Unabhängigkeit von der Spannung zu folgern ist, was mit der Erfahrung im Einklang steht. — Für die Anzahl der Zusammenstöße eines Elektrons der Energie  $E$  pro Einheit der Weglänge, die zur Abtrennung eines Elektrons einer inneren Gruppe und damit zur Linienemission führen, leitet Verf. die Beziehung ab

$$J(E) = \frac{k \cdot N}{a_{ik} z \cdot h \cdot \nu_{ik}} \cdot \frac{1}{\frac{1}{2} m V^2} \cdot \frac{\partial F_i}{\partial \varepsilon}$$

$A_k^i = \frac{A_k^i}{\sum_s A_s^i}$  = relative Wahrscheinlichkeit des Überganges vom Zustande  $i$  zum Zustande  $k$ ;  $k$  (im Zähler) = eine Konstante;  $z$  = eine vom Röhrenstrom abhängige Größe. — Für  $F_i$  als Funktion von  $E$  liegen Messungen verschiedener Autoren vor,

die ergeben haben  $I' = \text{const} (E - W)^m$ , wo  $m$  zwischen 1,5 und 2 liegt. Hier  
folgt  $J(E) = \text{const} \frac{(\varepsilon - W)^{m-1}}{V^2}$ . Setzt man hier  $E = \frac{1}{2} m V^2$ , so sieht man,

$J(E)$  zu einem Maximum für  $E = \frac{W}{2-m}$  ansteigt und dann mit wachsendem  $E$  wie

abnimmt. Das bisher vorliegende experimentelle Material reicht für den sicheren Nachweis dieses Maximums nicht aus. — Weiterhin berechnet Verf. den Wirkungsgrad des Röntgenrohres hinsichtlich der Emission von Linienstrahlung von Mo K $\alpha$  Pa. Aus Versuchen von Ulrey folgt für diese Größe der Wert  $6,5 \times 10^{-4}$  bis  $3,5 \times 10^{-4}$ , während die Berechnung des Verf. eine obere Grenze von etwa der doppelten Größe ergibt. Zum Schluß betrachtet der Verf. die Entstehung von Spektrallinien, die sich dem gewöhnlichen Kombinationsschema nicht fügen und von denen bereits Wentzel angenommen hatte, daß sie auf eine doppelte Ionisierung eines Atoms zurückzuführen seien. Während aber Wentzel dafür zwei verschiedene nacheinander erfolgende Zusammenstöße verantwortlich macht, gelangt Verf. zu der Ansicht, daß diese Doppelionisierung durch ein und dasselbe einfallende Elektron hervorgerufen würde, entsprechend den bereits oben am Beispiel des Heliums mitgeteilten Vorstellungen über Doppelionisierung.

BEHN

**F. L. Mohler and A. E. Ruark.** Stages in the excitation of the thallium spectrum. Phys. Rev. (2) **21**, 718, 1923, Nr. 6. [S. 1479.]

MINKOW

**C. Ramsauer und F. Wolf.** Leuchtdauer der Spektrallinien im erlöschenden Bogen. Ann. d. Phys. (4) **66**, 373—395, 1921, Nr. 22. [S. 1478.]

OLDENBERG

**W. F. G. Swann.** Unsolved problems of cosmical physics. Journ. Frank Inst. 195, 433—474, 1923, Nr. 4. [S. 1416.]

HAAK

**Frank Horton and Ann Catherine Davies.** The Emission of Secondary Electrons from Metals under Electronic Bombardment. Phil. Mag. (6) **46**, 129—1923, Nr. 271, Juli. Antwort auf kritische Bemerkungen von E. W. B. Gill zu einer Arbeit der Verff. (vgl. diese Ber. **2**, 310, 1921), die im wesentlichen darin gipfeln, daß 1. bei den Experimenten der Verff. eine Unterscheidung zwischen Reflexion und wahrer Sekundäremission oder eine Festlegung der kritischen Spannungen für den Beginn dieser Erscheinungen nicht möglich sei, und 2. beträchtliche Fehler durch die Annahme hervorgerufen werden, die elektrischen Feldstärken auf beiden Seiten des Gitters seien unabhängig voneinander. Die Verff. bemerken zu 1., daß sie von vornherein keine experimentelle Unterscheidung zwischen Reflexion und Sekundäremission, sondern nur eine logische Erklärung der Ergebnisse auf Grund der seit langem herrschenden Anschauungen angestrebt haben; diese Erklärung wird nach dem vorliegenden Material vorläufig aufrechterhalten und wird gestützt durch die Untersuchungen von Farnsworth (diese Ber. S. 1119). Zu 2. wird bemerkt, daß die fragliche Fehlerquelle wohl bei dem von Gill benutzten technischen Elektronenrohr vorhanden ist, nicht aber bei dem von den Verff. unter Berücksichtigung dieser Fehlerquelle besonders konstruierten Apparat. Schließlich wird noch ein weiterer Einwand zurückgewiesen, der auf der unrichtigen Annahme beruht, daß der Sekundärstrom zwischen Platte und Gitter bereits bei der Potentialdifferenz Null gesättigt sei.

MINKOW

**O. W. Richardson and Rabindranath Chaudhuri.** The Effect of Gases in facilitating the Passage of Current from an Electron-Emitting Source in Crossed Electric and Magnetic Fields. Phil. Mag. (6) **45**, 337—352, 1923, Nr. 266, Februar. Wenn ein hochevakuiertes Glühkathodenrohr mit coaxialer Anodenanordnung in

Magnetfeld gebracht wird, so daß die Kraftlinien parallel der Zylinderachse laufen, so erschwintet der Elektronenstrom schon bei verhältnismäßig kleinen Feldern. Wird aber ein Gas zugelassen, so tritt der Strom wieder auf, wenn auch seine Größe geringer ist als bei Abwesenheit des Magnetfeldes. Diese Erscheinung tritt unterhalb des Ionisierungspotentials auf und ist deshalb von einer ähnlichen Erscheinung oberhalb dieser Spannung zu unterscheiden. — Möglicherweise ist dieser Effekt durch die Anlagerung von Elektronen an neutrale Gasmoleküle — also durch die Bildung negativer Atome — zu deuten. Sie können zur Anode gelangen, weil sie vom Magnetfelde wenig einflußt werden. Die bei dieser Versuchsanordnung auftretenden Elektrizitätsträger nennen die Verf. „träge Ionen (heavy ions)“, sie bemerken aber ausdrücklich, damit eine bestimmte Aussage über den Bau und die Entstehung dieser Körper machen zu sollen. — Die theoretische Überlegung ergibt den Durchmesser der Bahnschrauben für Elektronen. So folgt z. B. für eine magnetische Feldstärke von 160 Einheiten und 2 Volt Spannungsdifferenz die Lage des Geschwindigkeitsmaximums mit 0,056 cm, die Schraubelage mit 0,06 cm Abstand von der Achse. Lagert sich nun das Elektron bei der Abwesenheit von Gas an ein Molekül an und bildet ein „träges Ion“, so wird dieses auf schwach gekrümmter Bahn zur Anode gelangen. Bei den angegebenen Verhältnissen wären für ein Stickstoffmolekül 4000 magnetische Einheiten notwendig, um sein Auftreffen auf die Anode zu verhindern. Das „träges Ion“ würde sich auch in einer Spirale längs der magnetischen Kraftlinien bewegen, das angelagerte Ion würde aber weder die Anode erreichen noch in die Kathode zurücktreten können, während es denkbar ist, daß es infolge einer großen Zahl von Zusammenstößen und eines „Überbringens“ auf andere Gasmoleküle schließlich doch die Anode erreicht. — Die Apparatur besteht aus einem einfachen Elektronenrohr mit gerade ausgespanntem Heizdraht und Anodenzylinder, dessen Achse parallel zu den Kraftlinien eines Magnetfeldes steht. Mehrere Reinigungsvorrichtungen für das einzulassende Gas sind an das Rohr angeschlossen. Nachdem ein Vakuum von  $10^{-4}$  mm nach der erforderlichen Gasbefreiung der Wände und des Heizdrahtes erreicht ist, wird bei konstantem Anodenpotential und Magnetfeld der Bruchteil des Sättigungsstromes (der ohne Magnetfeld mit reinem Elektronenstrom erreicht wurde) als Funktion des Gasdruckes gemessen. Verwendet wurde atmosphärische Luft und Stickstoff. — Die Versuchsergebnisse lassen eine lineare Abhängigkeit des prozentualen Sättigungsstromes vom Druck erkennen (für N bei 2,6  $10^{-2}$  mm etwa 30 Proz.). Bemerkenswert ist außerdem die Größe dieser Ströme und die geringen Unterschiede zwischen Luft und Stickstoff. Das läßt darauf schließen, daß die Bildung der „trägen Ionen“ ein verhältnismäßig oberflächlicher Vorgang ist, da der Sauerstoff doch bedeutend elektronegativer ist als der Stickstoff. — Bei der Deutung der linearen Abhängigkeit vom Druck werden die Verf. zu dem Schluß geführt, daß die Anodenströme im Magnetfeld proportional der Wahrscheinlichkeit von Zusammenstößen, also — bei geringen Drucken — proportional dem Druck sind. — Am Schluß werden aus den Resultaten die freien Weglängen berechnet, die mit den Ergebnissen anderer Methoden genähert übereinstimmen. — Weitere Versuche an anderen Gasen sind in Aussicht gestellt.

A. GOETZ.

**L. Webster and A. E. Hennings.** The penetration of cathode rays in molybdenum. Phys. Rev. (2) 21, 301—311, 1923, Nr. 3. Durch Intensitätsvergleich an unzerlegten Röntgenstrahlung unter verschiedenen Austrittswinkeln war für die mittlere Tiefe, in der die Röntgenstrahlen entstehen, unter anderem gefunden: Ham 10 an Blei mit 14 bis 23 Kilovolt: 0,42 bis 0,64  $\mu$ , W. P. Davey 1911 an Silber mit 1 bis 17 Kilovolt: 0,54 bis 0,92  $\mu$ , L. G. Davey 1914 an Platin mit 43 kilovolt: 2,0  $\mu$ . Nach Whiddington würde sich die maximale Eindringtiefe für die raschesten Be-



standteile der durchtretenden Bündel in Gold zu  $2,24 \mu$  für 21,3 Kilovolt, zu  $9,1 \mu$  43 Kilovolt berechnen, also ungefähr dem Vierfachen der mit Röntgenstrahlen gewonnenen mittleren Eindringtiefe in Blei und Platin. Trotz der verschiedenen Definitionen der Größen ist dieser Unterschied zu groß, um Whiddingtons Angaben für Frage nach der Tiefe, in der die Röntgenstrahlen entstehen, als brauchbar erscheinen zu lassen. Verf. benutzt nun das Verfahren, die Intensität zweier Strahlungen zu gleichen, von denen anzunehmen ist, daß sie in derselben Tiefe entstehen, die sehr verschiedene Absorptionskoeffizienten besitzen. Hierzu dient der Sprung des absorptionskoeffizienten an der  $K$ -Erregungsgrenze. Nimmt man an, daß die Intensität des weißen Spektrums eine stetige Funktion der Wellenlänge ist, so wird der Intensitätssprung auf einen  $R$ -fachen Wert, der in der nach außen tretenden Strahlung der Absorptionsgrenze beobachtet wird, gänzlich daher rühren, daß der Absorptionskoeffizient der in einer mittleren Tiefe  $\bar{x}$  entstehenden Strahlung sich unstetig (als  $\alpha_k$ -fache) geändert hat. Man erhält daraus:  $\ln R = \alpha_k \cdot \bar{x}$  und  $\bar{x} = \frac{1}{\alpha_k \cdot b}$ .

Auf eine Molybdän-Antikathode fallen Kathodenstrahlen unter  $50$  bis  $60^\circ$  gegen Fläche auf, die Röntgenstrahlen werden unter  $55^\circ$ , praktisch demselben Winkel, genommen. Unter Weglassung der Einzelwerte von  $R$  und ihrer Gewichte, sowie rechnerischen Größen lautet die Tafel der Ergebnisse:

Spannung . . . . .	Kilovolt	21	22	25	30	50	70
$R$ . . . . .		0,97	0,953	0,927	0,913	0,865	0,8
$x$ . . . . .	$\mu$	0,5	0,75	1,2	1,4	2,3	3,3

Den Ergebnissen für die beiden niedersten Spannungen wird im ganzen etwas niedrigeres Gewicht zugewiesen, da der Intensitätsverlauf hier am Ort der  $K$ -Kante des Molybdäns (entsprechend 19,96 kV) noch stark gekrümmt, die Bestimmung des Sprunges unsicherer ist. Außerdem ergeben diese Spannungen recht geringe Intensitäten. Graphisch zeigt sich, daß die zunächst rasch mit der Spannung zunehmende Eindringtiefe von 25 kV an bedeutend langsamer zunimmt. Um den Verdacht auszuschließen, daß die niedrigen Werte für 21 und 22 kV durch Absorption in etwa  $1 \mu$  hohen Unregelmäßigkeiten der Oberfläche entstanden, wurde die Gegend des Brennflecks durch hohe Belastung aufgeschmolzen, so daß sie vollkommen spiegelte. Erst in diesem Zustande, in dem keine Unregelmäßigkeiten von der Höhe einer halben Lichtwellenlänge mehr anzunehmen waren, sind die endgültigen Beobachtungen vorgenommen. Wendung bei 25 kV ist also als real anzusehen und Verf. vermutet, daß sie von mit zunehmender Tiefe rasch zunehmenden Streuung der Kathodenstrahlen herrührt. — Zur Ausführung ist hochgespannter Gleichstrom verwendet, der von einer Periodenmaschine aus mit Glühkathodenventilen im Hochspannungskreis gewonnen wird. Im wesentlichen entspricht die Anordnung der von A. W. Hull beschriebenen, sie benutzt aber beide Spannungswellen, so daß praktisch die doppelte Gleichspannung erreicht wird wie in der einfachen Anordnung. Die Spannungsschwankungen sind 0,4 bis 0,8 Volt pro Milliamp. Röhrenstrom einzuschätzen. Sehr bewährt hat sich das Verfahren, die Zulassung der Strahlen zum Meßapparat nicht von Hand mit Hilfe einer Stoppuhr zu regeln, sondern die absperrende Klappe unmittelbar von einer Pendeluhr aus zu betätigen. Die von der Uhr kommenden Stromimpulse schoben mit Hilfe eines Klingelmagnets ein Zahnrad vorwärts, auf dem in einer Lochreihe die Kontaktstifte versetzbar angebracht waren. Wesentlich ist, daß ihre Berührung mit der Kontaktfeder jeweils schon in dem Augenblick geschieht, wo der Magnet losläßt, so daß der nächste Stromstoß von der Uhr den Kontakt schon geschlossen findet und der Gang der Uhr, nicht der des Zahnrades, für die Betätigung der Klappe maßgebend ist.

t. Durch Versetzen der Stifte konnten Expositionszeiten von 120 bis zu 1 sec abwärts eingestellt und selbst bei den kürzesten Zeiten, für die eine Öffnung von Hand ganz unbrauchbar gewesen wäre, mit völlig ausreichender Genauigkeit reproduziert werden. Einheit des Spektrums ist für die vorliegende Aufgabe besonders wichtig, um z. B. auch zwischen den *K*-Linien zuverlässige, nicht von Streulicht verdorbene Intensitäten der weißen Strahlung zu gewinnen. Wird der Strahl zwischen Rohr und Kristall auf eine Breite von maximal 8' 30" eingegrenzt, so erstreckt sich, wenn hinter dem Kristall ein weiterer Spalt eingeschaltet und die Ionisationskammer nur durch ihr Aluminiumgitter abgeschlossen ist, merkliches Streulicht über den ganzen Bereich von der  $\alpha$ - $\beta$ -Linie (etwa 50', Ref.). Dies gilt sowohl für gespaltene wie für geschliffene Elektrospate; vermutlich enthält das Material stets kleine, gegen den Hauptkristall verteilte Bereiche. Mit einem dritten Spalt, der mit 25' (vom Kristall aus) gerade das volle richtig reflektierte Bündel umfaßt, verschwindet die Überlagerung so weit, daß die Werte sich dem Verlauf des weißen Spektrums einfügen. Die Streustrahlung kann aber hierdurch nicht völlig entfernt sein und muß stets in dem Sinne wirken, daß die Intensitätssprünge und die Eindringtiefe zu groß erscheinen.

KOSSEL.

**Wilhelm Wien.** Kanalstrahlen. 2. Aufl. Mit 333 Figuren im Text. XII u. 362 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1923 (Handb. d. Radiologie, herausgeg. von Erich Marx, 2. Aufl., vierter Band, erster Teil). Inhalt: 1. Entstehung der Kanalstrahlen und ihre Beobachtung durch Lichtwirkungen, 2. Wärmewirkungen, 3. Chemische Wirkungen, 4. Zerstäubung, 5. Beobachtung der von Kanalstrahlen mitgeführten Elektrizität, 6. Sekundärstrahlen, 7. Ionisation, 8. Magnetische und elektrische Ablenkung der Kanalstrahlen, 9. Die Beobachtung der Isotopen, 10. Umladung der Kanalstrahlen, 11. Theorie der Umladung, 12. Abhängigkeit der Umladungen vom umhüllenden Gas, 13. Absorption und Zerstreuung der Kanalstrahlen, 14. Theorie der Entstehung der Kanalstrahlen, 15. Lichtemission der kanalstrahlen-Dopplerverschiebung, 16. Absoluter Betrag der Lichtemission der Kanalstrahlen, 17. Erregung des Leuchtens, 18. Abhängigkeit der Lichtemission von der Geschwindigkeit, 19. Elektrische und magnetische Einwirkung auf die Lichtemission der Kanalstrahlen, 20. Das Abklingen des Leuchtens, 21. Polarisation des von Kanalstrahlen ausgesandten Lichtes, 22. Reflexion der Kanalstrahlen, 23. Positive Strahlen an der Anode, 24. Elektrische und elektrodynamische Einwirkungen auf Spektrallinien. Anhang I. Allgemeine Theorie der Lichterregung in den Kanalstrahlen. Anhang II. Neuere Versuche über die von Kanalstrahlen ausgelösten Elektronenmengen.

SCHEEL.

**Madgwick.** Der Mechanismus der  $\alpha$ -,  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung. Proc. Univ. Durham Philos. Soc. 6, 136—147, 1921/22. Auf Grund der Planckschen Quantenbeziehung  $E = h \cdot \nu$  und der aus gemessenen Röntgenspektren kommt Verf. mittels der bekannten Energiebeziehung von Rutherford zu dem Schluß, daß in der Energiebeziehung  $E = 2 N e^2 / r$  der Emission eines  $\alpha$ -Teilchens, in der  $r$  den Ruheabstand des Teilchens vom Kern bedeutet,  $r$  eine Funktion der Elektronenzahl im Kern ist, vorausgesetzt, daß die  $\alpha$ -Teilchen vor Emission im Kern irgendwie geordnet sind. Verf. erhält für die U- und Th-Serie eine angenähert lineare Abhängigkeit zwischen  $r$  und der Elektronenzahl des Kerns, zu deren Erklärung er eine kettenförmige Anordnung der äußersten  $\alpha$ -Teilchen am Kern annimmt.

\* KYROPOULOS.

**Maximilian Weber.** Zur Umkehrung der pleochroitischen Höfe. Centralbl. f. Mineral. 1923, S. 388—392, Nr. 13. Verf. beschreibt einen Dünnschliff von Cordieritgneis aus den Pyrenäen, bei dem an der Grenze zwischen Biotit und Cordierit ein ziemlich großer, rundeter Zirkon so liegt, daß im Biotit ein Viertel, im Cordierit drei Viertel eines

einheitlichen pleochroitischen Hofes entstanden ist. Im Biotit ist der Hof ganz dunkel-scheibenförmig, mit unscharfem Rande nach außen, im Cordierit dagegen ist gelber Ring entstanden, während zwischen Zirkon und Ring keine Verfärbung getreten ist. Andere Höfe im Cordierit des gleichen Schliffes sind klein, und Färbung geht ohne Unterbrechung vom Kern bis zum Rande. Joly beobachtete gelegentlich im Biotit Umkehrung der pleochroitischen Höfe, so daß die innere hell, die äußere dunkler wird. Deutet die Umkehrung auf höheres Alter der so müßte in dem beobachteten Dünnschliff der Cordierit relativ älter sein als Biotit. Oder man muß annehmen, daß im empfindlicheren Cordierit sich diegänge rascher abspielen. Es käme dann bei der Ausbildung der Höfe die Reaktionsgeschwindigkeit des Wirtminerals in Frage.

P. LUDWIG

**Domenico Mazzotto.** Verifica di una nuova formula per l'apparato di Lee. Mem. Modena (3) 13, 23—43, 1917. Verf. sucht ältere Beobachtungen (s. a. Fortschritte der Physik 50, 4.8, 1895 und 54, 398, 1898) an einem System von Lecher-Drähten mit verhältnismäßig langer Zuleitung (9,43 m) durch eine von Abraham gegebene Formel darzustellen. Es sei  $x$  die Länge der Primärdrähte, gleich der Distanz der Funkenstrecke—Primärplatte des Kondensators,  $z$  die Länge der Sekundärdrähte,  $g$  die Distanz der ersten Brücke von den sekundären Platten des Kondensators und  $K$  die Kapazität des Kondensators. Man kann nun die Größen  $\xi = \frac{2\pi x}{\lambda}$ ,  $\eta = \frac{2\pi z}{\lambda}$

$\chi = \frac{2k(x+z)}{k}$  einführen (wobei  $k$  nur von den Dimensionen des Systems und der Dielektrizitätskonstante abhängt). Nach Abraham gilt dann die Gleichung  $(\xi + \eta)(tg \xi + tg \eta) = \chi$ . Für den Vergleich mit dem Experiment wird  $K$  einerseits aus den Dimensionen und andererseits aus der Formel, in die die gemessenen Werte von  $x$ ,  $z$ ,  $\lambda$  und  $k$  eingetragen werden, berechnet; Übereinstimmung ist nur teilweise vorhanden. Eine graphische Lösung, die  $z = \varphi(\lambda)$  darstellt (vom Verf. Knotenlinie genannt; s. a. Fortschritte 54, 398, 1898), zeigt, daß die theoretischen und experimentellen Kurven völlig analog verlaufen. Doch sind die berechneten Werte immer kleiner als die beobachteten. Die teilweise vorhandenen, starken Abweichungen führt Verf. auf die Wirkungsweise des Kondensators zurück, der in der Theorie nicht berücksichtigt Rechnung getragen ist.

K. HOROWITZ

**Kurt Heegner.** Über elektrisch und magnetisch gekoppelte durch Elektronenröhren erregte Schwingungskreise. Teil II. Arch. f. Elektrot. 12, —226, 1923, Nr. 3. Sobald ein Kondensator in die Gitterzuleitung der Röhre gebracht wird, können in gekoppelten Kreisen bei annähernd gleichem Rückkopplungsgrad beide Kopplungswellen zugleich erregt werden. Über diesen Vorgang „der Synchronisierung“ über die Periode der Schwebungen“ wurde bereits im ersten Teil (Bd. 12) berichtet, während in der Zeitschrift für Physik (Bd. 13) eine eingehendere Darstellung gegeben wurde (vgl. frühere Referate). Der zweite Teil der Arbeit gibt eine umfassende experimentelle Darstellung des Gegenstandes mit Hilfe oszillographischer Aufnahmen bei Frequenzen von etwa 75 Schwingungen in der Sekunde. Verwendet hierbei eine Zwei-Röhrenschaltung, welche im ersten Teil entwickelt und analytisch untersucht wurde. Es standen zwei Schleifen zur Verfügung, von denen die eine in den Kapazitätszweig des Primärkreises gelegt ist, die andere in die Anodenleitung des Hauptrohres. — Zunächst wird das An- und Abklingen der einzelnen Schwingung und der Kopplungsschwingungen betrachtet, welches bei zu großer Abriegelungskapazität auftritt. Sodann werden stationäre Vorgänge untersucht, insbesondere stehende Bilder, bei denen das Verhältnis der beiden Frequenzen rati-

Es werden stehende Bilder gezeigt bei primärer Rückkopplung und abgestimmten Kreisen, bei denen das Verhältnis von Grundfrequenz zur Schwebungsperiode eine ganze Zahl ist, und zwar von den ungeraden Zahlen 7, 9, 11, 13, 15, 17, von den geraden Zahlen 6, 8. Außer diesen werden stehende Bilder wiedergegeben sowohl bei Veränderung der Rückkopplung als auch bei Verstimmung der Kreise gegeneinander. Bei Änderung der Kopplung zwischen den Kreisen beharren zunächst die Frequenzen in dem rationalen Verhältnis innerhalb eines engen von der Rückkopplung abhängigen Bereiches, in welchem die beiden Schwingungen gegeneinander verschoben werden. Sobald aber der Bereich stehender Bilder verlassen wird, setzt sich das Bild auf der Oszillographentrommel in Bewegung, indem die Anodenstromspitze von Periode zu Periode Änderungen unterworfen ist, so daß die einzelne Anodenstromspitze auf- und absteigt. Ferner wird der Anlauf der Schwebungen und das Verhalten langsamer Schwebungen betrachtet. Je tiefer die Schwebungsperiode ist, desto mehr gewinnt die Dämpfung der Kreise Einfluß. Sehr langsame Schwingungen lassen sich nur durch allmähliche Verringerung der Kopplung zwischen den Kreisen herstellen. — Es wird zu der primären Rückkopplung noch eine sekundäre Rückkopplung hinzugesetzt. Um zwei gleichstark rückgekoppelte Schwingungen zu erhalten, sind die Kreise zu verstimmen. Die Kopplung zwischen den Kreisen wird möglichst klein gehalten und die erforderliche sekundäre Rückkopplung durch Vergrößerung der regelbaren Rückkopplungskapazität hergestellt, so daß die im Sekundärkreis vorhandene Schwingung im Primärkreis nicht mehr festzustellen ist und die Wirkung des Anodenstromes auf die Primärschwingung beobachtet werden kann. Nach dem Vorzeichen der Kopplung zwischen den Kreisen kann die tiefere oder die höhere Frequenz zur Primärschwingung gemacht werden. Es werden die harmonischen Intervalle betrachtet, und zwar Quinte, Quarte, Terz, Sexte. Es sind stehende und bewegliche Bilder zu unterscheiden. Die letzteren werden durch Verstimmung des Sekundärkreises gegen die Harmonie hergestellt. Bei Vergrößerung der sekundären Rückkopplung treten allgemein so viele Anodenstromspitzen hervor, als die sekundäre Frequenz innerhalb der Periode des Vorganges Schwingungen hat. Die einzelne Spitze fällt um so größer und breiter aus, je mehr sie der Phasenlage nach die Primärschwingung unterstützt. Wird indessen die sekundäre Rückkopplung so eingestellt, daß die Anzahl der Anodenstromspitzen ein Minimum beträgt, so richtet sich die Anzahl der Spitzen oder Spitzengruppen nach der Differenz der beiden Verhältniszahlen. Bei der Sexte ist diese Differenz gleich zwei, und die ausgleichende Wirkung der beiden Spitzen bewirkt, daß der Bereich stehender Bilder auch bei fester Rückkopplung sehr klein ausfällt und in der Nähe der Sexte noch andere Verhältniszahlen zu finden sind, welche stehende Bilder erzeugen. Solche sind  $\frac{5}{8}$ ,  $\frac{8}{13}$ ,  $\frac{7}{12}$ ,  $\frac{4}{7}$ . — Es werden noch die Oberschwingungen untersucht, und zwar sind stehende Bilder der vierten Oberschwingung und bewegliche Bilder der dritten Oberschwingung wiedergegeben, indem die höhere Frequenz zur Primärschwingung gemacht ist. Der wesentliche Unterschied gegenüber den Schwebungsvorgängen ist, daß der einzelne Anodenstromstoß je nach dem Grade der primären Rückkopplung breiter ausfällt. Ferner werden Bewegungen der Oktave betrachtet, im Falle, daß die tiefere Frequenz Primärschwingung ist.

HEEGNER.

H. Heegner. Über labile Röhrenschwingungen und Schwebungen in gekoppelten Kreisen. Jahrb. drahtl. Telegr. 22, 73—80, 1923, Nr. 2. Die Theorie der Schwebungen in gekoppelten Kreisen bei Stoßerregung wird näher erläutert und verschiedene Schaltungsmöglichkeiten werden angegeben (vgl. vorstehendes Referat). Der Gedankengang ist folgender: Bei kapazitiver Rückkopplung ist, sobald eine Sende-



röhre verwendet wird, welche intensiver schwingen soll, dem Gitterkondensator Drossel parallel zu legen, damit der Gittergleichstrom fließen kann. Die Schaltung ist dahin vereinfacht, daß auch der Anodengleichstrom durch diese Drossel fließen kann. Sobald der Ohmsche Widerstand der Drossel durch einen zusätzlichen regulierbaren Widerstand vergrößert wird, erzeugt der Spannungsabfall an demselben ein negatives Gleichpotential auf dem Gitter, welches von der Amplitude abhängt. Die Anordnung liefert einen Röhrensender mit Stoßerregung, welcher selbständig anläuft. Wird der Kreisstrom als Ordinate, das Gitterpotential als Abszisse aufgetragen, so erhält man eine Kurve mit einem Umkehrpunkt. Bei Verwendung einer Batterie ist die Amplitude stabil, die kleinere labil. Bei der vorliegenden Anordnung ist auch die kleinere Amplitude stabil, und dieser Fall der Stoßerregung ist eine notwendige Bedingung für das Auftreten der Schwebungen. Die Schwebungen setzen bei bestimmten Kreisen selbständig ein, sobald dem zusätzlichen Widerstand eine Kapazität parallel gelegt wird, welche so bemessen wird, daß die Schwingung nahe vor dem Maximum abklingen steht. — Die durch Senderöhren erzeugten Schwebungen werden verglichen mit den durch Verstärkeröhren bei kapazitiv abgeriegeltem Gitter erzeugten Schwebungen. Ferner werden noch einige Oszillogramme betrachtet, welche die Besonderheiten der durch Senderöhren hervorgerufenen Schwebungen wiedergeben. Bei Senderöhren sind auch langsame Schwebungen von großer Stabilität möglich. Die Abstimmung der Kreise kann so weit fortgesetzt werden, daß auch im Minimum der Schwebungsamplitude Anodenstromspitzen vorhanden sind.

HEER

**Silvio Magrini.** Esperienze di polarizzazione elettrolitica rotante. L. Rend. (5) 32 [1], 499—504, 1923, Nr. 9. Es werden Beobachtungen mitgeteilt, die auf die Formänderung eines Quecksilbertropfens beziehen, der sich in einem flachen Bassin in einem nicht oxydierenden Elektrolyten (KOH, KCN ...) unter Einwirkung eines elektrischen Feldes befindet. Die Formänderung wird aus der Änderung des Bildes erschlossen, das auf einer photographischen Platte (oder Film) entsteht, auf der Tropfenoberfläche ein Bild einer punktförmigen Lichtquelle entworfen ist, und dieses durch ein zweites Objektiv auf die Platte projiziert wird. Die Formänderungen erfolgen in gleicher Periode wie die Stromänderung und hängen von der Stromstärke und Tropfengröße ab.

H. R. SOR

**H. Barkhausen.** Die wirtschaftlichste Heizung von Elektronenröhren. Elektrot. ZS. 44, 616—617, 1923, Nr. 26. Es wird nachgewiesen, daß ebenso wie Glühlampen auch für Elektronenröhren die wirtschaftlichste Heiztemperatur so bemessen sein muß, daß die Kosten des Heizstromes in die Größenordnung der Anschaffungskosten einer neuen Röhre fallen. — Bei Elektronenröhren ist das Verhältnis Watt pro Ampere Elektronenstrom ein universelles Maß für die Temperatur und die Lebensdauer. Die gebräuchliche reziproke Größe ist definiert:

$$\frac{J_s}{N_h} = \frac{\text{Sättigungsstrom in mA}}{\text{Heizleistung in Watt}} = H = \text{„Heizmaß“}.$$

Man erhält dann für 800 Brennstunden ( $T = 2300^\circ$ ) etwa  $H = 1$ , wenn man  $J_s$  in mA mißt, während für 5000 Brennstunden  $H = 0,1$  würde, so daß man in diesem Falle gezwungen ist, mit einem längeren und dickeren Draht bei  $2000^\circ$  denselben Sättigungsstrom zu erzeugen. — Bemerkenswert ist der Unterschied gegen die Glühlampen. Während bei  $2300^\circ$  bei dieser die Lebensdauer dreimal schneller abnimmt als das Verhältnis Watt/Kerze, ist bei der Röhre die Änderung proportional  $H$ , d. h. bei Glühlampen liegt die wirtschaftlichste Temperatur dort, wo die Heizkosten das Dreifache des Beschaffungswertes erreichen, bei der Röhre dort, wo die Beträge gleich groß

d. Trotzdem (wegen der bedeutend höheren Preise der Röhren gegenüber Lampen) ist das wirtschaftliche Optimum der Röhren bei tieferen Temperaturen und entsprechend höheren Lebensdauern als bei Glühlampen.

A. GOETZ.

**Bouvier.** Antennen mit Vielfach-Erdung. Jahrb. drahtl. Telegr. **22**, 9—27, 23, Nr. 1. (Übersetzung aus Radio-Électricité 1922, Heft 11/12.) Die Leitungsverluste in der Erde bilden einen erheblichen Bruchteil der Gesamtverluste einer Antenne und sind die Hauptursache für den geringen Wirkungsgrad der bisherigen Antennen. Als ein wirksames Mittel zur Verringerung der Erdverluste wird die Methode der mehrfachen Erdung angegeben. Zwei Möglichkeiten der mehrfachen Erdung werden mitgeteilt. Die Feldverteilung in der Nähe der Antenne wird untersucht (an dem Beispiel der großen Antenne von St. Assise). Nach den dabei gewonnenen Gesichtspunkten werden dann Angaben über die praktische Ausführung der Erdleitungen gemacht. Besonders werden die Wirkungen vollständiger und unvollständiger Abstimmung der einzelnen Erdleitungen besprochen. Das Ergebnis der Antenne von St. Assise war eine Verminderung des Widerstandes von 1,9 auf  $4\ \Omega$ ; der Wirkungsgrad stieg auf 35 Proz. — In einer Anmerkung weist der Übersetzer auf die Arbeit von A. Meissner („Über den Erdwiderstand von Antennen“, Z. f. techn. Phys. **2**, 328—329, 1921, Nr. 11) hin; in dieser wird eine Erdungsanlage vorgeschlagen, die in Grundgedanke und Ausführung mit der vorstehend beschriebenen weitgehende Ähnlichkeit hat.

SAMSON.

**Ronald P. Donle.** A new non-interfering detector. Proc. Inst. Radio Eng. **11**, 108—109, 1923, Nr. 2. Es wird eine Dreielektrodenröhre beschrieben, welche als Detektor den bisherigen Röhren bei weitem übertrifft. Die Röhre besitzt einen Glühfaden, eine Anode aus metallischem Natrium, die am Boden der Röhre angebracht ist, und eine Kollektrode-Elektrode aus Metallfolie, die um den Faden gebogen ist. Der Faden wird in Serie mit einer Widerstandswicklung geschaltet, die außen an der Glocke unter der Natriumelektrode angebracht ist und das Natrium auf eine gewisse Temperatur erwärmt. Die Anodenspannung ist zwischen 10 und 30 Volt von geringem Einfluß. Die Spannung an der Kollektrodelektrode wird durch ein Potentiometer parallel zur Heizbatterie eingestellt und hat ein Optimum bei  $-1,4$  Volt. Die Kollektrodelektrode wird beim Gebrauch mit einem Schwingungskreis verbunden, der auf die Antenne abgestimmt ist. Der Detektor ist sehr empfindlich, konstant und stabil. — Anoden- und Kollektorstrom sind in Abhängigkeit von der Kollektorstromspannung bei offenem und geschlossenem Anodenkreis untersucht worden und in Kurven in der Arbeit dargestellt. Der Kollektorstrom ist zwei- bis viermal so groß wie der Anodenstrom. Das Arbeitsgebiet der Röhre liegt bei der größten Steilheit des Anodenstroms und einer flachen Stelle der Kollektorstromkurve. — Eine Hochvakuumröhre, die an Stelle der Natriumröhre eine Anode aus Molybdän hatte, zeigte bei weitem nicht die gleiche Empfindlichkeit und Stabilität in gleicher Schaltung. Es wurde die Abhängigkeit des Kollektorstroms der normalen Natriumröhre von der Wellenlänge zwischen 200 und 1000 m untersucht und festgestellt, daß die Empfindlichkeit bei längeren Wellen abnimmt. Bei 1000 m ist die Röhre unempfindlich. Im Anodenkreis kann ein Telephon oder ein Telephontransformator angebracht werden. Die Ionisation in der Röhre wird durch die Temperatur der Anode konstant gehalten, und daher bleibt die Röhre lange Zeit auf gleicher Empfindlichkeit. — Als Verstärker und Schwingungserzeuger ist die Röhre nicht geeignet.

MIRTHING.

**E. Kennelly.** On the constant ratio of mean-to-mid potential or current between successive equidistant points along a uniform electric conducting medium, real or artificial, in the steady state. Proc. Nat. Acad. Amer. **9**, 215

—221, 1923, Nr. 7.  $P_1, P_2, P_3$  seien drei Punkte einer elektrischen Leitung, der Abs.  $P_1 P_2 = P_2 P_3 = l$ ,  $\gamma$  die Fortpflanzungskonstante; die Spannungen in  $P_1, P_2$  heißen  $E_1, E_2, E_3$ . Dann ist  $\frac{E_1 + E_3}{2} : E_2 = \cos \gamma l$ . Das gleiche gilt für die Str.

Der Satz gilt für beliebige Schaltung an den Enden der Leitung und läßt sich auf künstliche Leitungen übertragen. SALIN

**J. F. J. Bethenod.** Distortion-free telephone receivers. Proc. Inst. R. Eng. 11, 163—167, 1923, Nr. 2. Es wird rechnerisch für den Fall konstanter Spann. bzw. konstanten Stroms nachgewiesen, daß sich durch Anwendung von Elektrophöhrensaltungen mit negativem Widerstand die Verzerrung in Telefonen aufheben läßt. Die gleiche Anordnung kann für Oszillographen und Radioschreiber angewendet werden. DROY

**F. B. Young and W. Jevons.** An electrode apparatus for the location of submarine cables and faults. Journ. Inst. Electr. Eng. 61, 822—828, 1923, Nr. 1. Das schadhaft gewordene Kabel wird von Land aus mit Wechselstrom von 500 Per. betrieben. Ein Dampfer schleppt zwei um etwa 10 m voneinander entfernte Elektroden kreuzt sein Kurs das Kabel, so wird der Wechselstromton mittels Verstärker abgehört. Die Lautstärke und damit die Reichweite hängt von der Kabeldämpfung, der Dicke der Armierung und der Art des Fehlers ab. Versuche wurden nur bei kurzen Entfernungen von der Küste aus gemacht; rechnerisch sollte die Fehlerstelle noch bis durchschnittlich 700 km von der Küste bei Kurzschluß, bis zu 200 km bei isoliertem Kabelbruch nachweisbar sein. — Die stehenden elektrischen Wellen auf dem Kabel machen sich sowohl in der Verteilung der Lautstärke als auch unter Umständen im Auftreten schädlicher Überspannungen bemerkbar. SALIN

**L. M. Hull.** A method for testing and rating electron tube generators. Proc. Inst. Radio Eng. 10, 373—392, 1922, Nr. 5. Es werden zwei neue Koeffizienten für die Dreielektrodenröhre abgeleitet und definiert, welche das Verhalten und Wirkungsgrad beim Gebrauch als Hochfrequenzgenerator angeben sollen. Die Berechnung dieser Größen fußt auf einer einfachen Theorie über die Wirkungsweise der Röhre als Generator und besteht in der Berechnung der Stromausbeute bei irgendeiner Art von Kopplung. Es werden dabei bestimmte Bedingungen vorausgesetzt, die sich mit den Betriebsanforderungen an einen Röhrengenerator decken. — Außerdem wird eine Brückenmethode zur Bestimmung dieser Koeffizienten beschrieben und experimentelle Angaben für Spezialfälle gemacht, welche den Gebrauch dieser Methode zur Nutzeffektberechnung veranschaulichen sollen. — Wegen Einzelheiten muß auf die Originalarbeit verwiesen werden. A. GO

**W. J. Foster.** Alternating-current Generators. Gen. Electr. Rev. 26, 363—372, 1923, Nr. 6. Der Verf. behandelt verschiedene Fragen des Groß-Generatorbaues. Die größten Einheiten, die zurzeit gebaut werden können, sind für Dampfturbinenantrieb mit 20 Proz. Tourenerhöhung 40000 bis höchstens 45000 kVA-Generatoren bei 1800 Umdr./Min. und  $\cos \varphi = 1$  und 75000 kVA-Generatoren bei 1200 Umdr./Min. und für Wasserturbinenantrieb mit 80 bis 100 Proz. Tourenerhöhung, Generatoren ausgeprägten Polen für eine Leistung von 50000 kVA bei 450 Umdr./Min., die bei etwa 100 Umdr./Min. erhöht auf 150000 kVA. Die Lebensdauer der Generatoren mit ausgeprägten Polen kann bei sorgfältiger Behandlung die der Turbogeneratoren um das Doppelte überschreiten, wegen der hohen thermischen Beanspruchung einzelner Teile und der schweren Beobachtung der elektrischen Teile bei der geschlossenen

wart der letzteren. Wesentlich für die Lebensdauer ist auch die konstruktive Ausbildung der Lagerung und der Schmierung (Ölverdampfung) sowie die Ausarbeitung der Isolation, die durch die Prüfung häufig zu hoch beansprucht wird. Die Stabilität der Generatoren gegen Belastungsstöße ist gekennzeichnet durch die harte Charakteristik, bei der der normale Betriebspunkt unterhalb des Maximums aufsteigenden Teil der Kurve liegen soll. Die ökonomische Spannung der Generatoren ist nach unten festgelegt durch die geringste Nutenzahl ohne allzu hohe schädliche Verluste im Eisen, durch die Strombelastung pro Nute und durch technische Schwierigkeiten in der Anbringung der Stirnverbindungen. Als geeignete Spannung für größte Generatoren gibt der Verf. 6600 Volt an. Der Wirkungsgrad wird begrenzt durch die zulässige Höchsttemperatur, die auf Kosten der Lebensdauer geht, weshalb besonders bei Generatoren mit Wasserturbinenantrieb die Temperaturgrenze auf 60 bis 80° C von 40° C genommen wird. Verlustkurven verschiedener Generatoren anschaulichen die Verteilung der mechanischen und elektrischen Verluste. STÜBLER.

**F. Barton and C. M. Fulk.** Characteristics and Performance of Conversion Apparatus for Edison Systems. Gen. Electr. Rev. 26, 348—362, 1923, Nr. 6. Unter besonderer Berücksichtigung des Betriebs von Edisonsystemen behandelt der Verf. die Eigenschaften der verschiedenen rotierenden Umformerarten. Er bespricht dabei die verschiedenen Anlauf- und Synchronisierungsmethoden von Einankerumformern und Motorgeneratoren mit hoch- und niederspannungsseitiger Schaltung am Transformator und kommt dann ausführlich auf die gleichstromseitigen Spannungsreguliermöglichkeiten mit ihren Reguliergrenzen und auf ihre Abhängigkeit von der Belastung zu sprechen. Der Einfluß der Belastung auf die Gleichstromspannung mit einer synchron betriebenen Zusatzmaschine und verschiedenartigen Schaltungen der Erregung des Hauptfeldes und des Feldes der Zusatzmaschine wird an zahlreichen Kurven und Logogrammen gezeigt, wobei die Kommutierung beim Einankerumformer besondere Berücksichtigung findet. An einer ausgeführten Anlage mit zwei unabhängigen Wechselstromsystemen werden zum Schluß einige Betriebsstörungen mit ihren Wirkungen auf den Umformern bekanntgegeben. STÜBLER.

**W. H. Clarke.** A Transmission Line Calculator. Gen. Electr. Rev. 26, 380—390, 1923, Nr. 6. Verf. geht von den allgemeinen Leitungsgleichungen in Reihenform aus und löst sie nach dem Verhältnis Anfangsspannung zu Endspannung an der Leitung  $E_r$  und Anfangsstrom zu Endstrom  $J_g/J_r$  mit Trennung in ihren reellen und imaginären Teil auf. Unter der Annahme, daß der reelle Teil und der absolute Betrag der Funktion des Produktes aus Frequenz und Länge der Leitung und innerhalb eines großen Bereichs unabhängig von den Leitungskonstanten sind, da das Produkt aus kilometrischer Induktivität und Kapazität für Hochspannungsleitungen praktisch konstant bleibt und nur eine Funktion des Verhältnisses von Leiterabstand zu Leiterstärke darstellt, werden die Gleichungen graphisch mit Hilfe eigens hierfür errechneter Tabellen gelöst. Die Ermittlung von Spannungen und Strömen mit Phasenverschiebung bei verschiedenartiger Belastung wird an einigen Beispielen mit diesem Rechenapparat beschrieben. STÜBLER.

**Wolff Richter.** Die Erwärmungskurve bei zeitlich linearer Belastung und ihre Anwendung auf beliebige Belastungskurven. Elektrot. ZS. 44, 437—450. 1923, Nr. 20. Die Gleichung der Erwärmungskurve wird für den Fall aufgestellt, daß die in der Zeiteinheit entwickelte Wärme eine lineare Funktion der Zeit und die Wärmeabgabe der Temperaturdifferenz zwischen der sich erwärmenden Maschine o. dgl. und der Außenluft proportional ist. Mittels dieser Erwärmungs-

kurve wird die Erwärmung bei beliebigem zeitlichen Verlauf der in der Masse entwickelten Wärme bestimmt, indem der Vorgang in Abschnitte zerlegt wird, die die Wärmeentwicklung zeitlich linear angenommen werden kann. Der Höchster Temperaturdifferenz wird dann rechnerisch bestimmt.

MAX JA

Der elektrische Widerstandsofen (System Helberger). AEG-Mitteilungen 256—258, 1923, Nr. 8. [S. 1503.] C. MÜLLER

**D. Mandl.** Der Blindverbrauchsähler. AEG-Mitt. 19, 248—251, Nr. 8. Die Abgabe von elektrischer Energie bei phasenverspätetem Strom bedingt eine ungünstige Ausnutzung der Leitungsnetze und Kraftwerke und zwang zur Bildung von Tarifen, bei denen der Energieverbrauch unter Berücksichtigung der gegebenen Blindleistung verrechnet wird. Dazu ist die getrennte Zählung des Verbrauchs an Wirkleistung und an Blindleistung erforderlich. Der Blindverbrauchsähler AEG für Dreiphasenstrom verwendet die gleiche Schaltung wie der Zähler der Wirkleistung, die gewöhnliche Zweiwattmeterschaltung, und besteht daher aus den gleichen Teilen. Die erforderliche Phasenverschiebung zwischen den wirksamen Feldern wird durch Parallelschaltung eines induktionsfreien Widerstandes zu jeder Stromspule durch Vorschaltung eines solchen vor jede Spannungsspule erzielt. Bei gewöhnlichen Stromverbrauchern wird ein Wirkverbrauchzähler mit einem Blindverbrauchzähler hintereinander geschaltet. Bei parallel arbeitenden Kraftwerken, bei denen die Energie richtung wechseln kann und voreilender und nacheilender Blindstrom vorkommt, sind ein Wirkverbrauchzähler und zwei Blindverbrauchzähler erforderlich, sämtlich mit Doppelzählwerken, die bei Umkehr der Drehrichtung des Zählerankers selbst umgeschaltet werden. Je nachdem Stromabgabe oder Stromverbrauch eintritt, tritt der eine oder andere Blindverbrauchzähler durch ein Rückstromrelais in Aktion.

A. FRAENKEL

**Reinhold Rüdenberg.** Elektrische Schaltvorgänge und verwandte Störerscheinungen in Starkstromanlagen. Mit 477 Abb. und 1 Tafel. VIII u. 58 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1923. Das Buch ist aus einer Vortragsreihe entstanden, die der Verf. 1914 in Berlin hielt. Es umfaßt die Grundlagen aller bekannten und geklärten elektrischen Schaltvorgänge in Starkstromanlagen, d. h. nicht stationären Erscheinungen in elektrischen Stromkreisen, ob gewollt oder nicht, also auch Kurzschluß-, Erdschlußvorgänge usw. Der umfangreiche Stoff ist in 47 Kapiteln behandelt, die alle möglichst unabhängig voneinander gehalten sind, und in große Abschnitte: A. Langsame Ausgleichsvorgänge in geschlossenen Stromkreisen; B. Vorgänge in Stromkreisen mit gekrümmter Charakteristik (Lichtbogenwirkung, magnetische Sättigung); C. Schnelle Wanderwellen auf Leitungen, gruppiert. Bei der Behandlung des Stoffes ist weniger Wert auf eine vollständige Sammlung aller vorkommenden Fälle und eine Beschreibung der häufig sehr komplizierten Erscheinungen bis in ihre letzten Feinheiten angestrebt, als vielmehr auf eine physikalische Erfassung der wesentlichen Vorgänge an möglichst einfach und übersichtlich gewählten Beispielen. Das Buch hat deswegen keineswegs nur für den Starkstromtechniker Interesse, sondern jeder, der sich für das Gebiet der nicht-stationären elektrischen Schwingungen interessiert, wird sehr reiche Anregung darin finden. Zahlreiche Oszillogramme und praktische Beispiele veranschaulichen die Ergebnisse der Theorie. Die mathematische Behandlung ist denkbar einfach, über die Anwendung der komplexen Exponentialfunktion und der einfachsten linearen Differentialgleichungen ist kaum hinausgegangen. Im zweiten Teil wird umfangreich und erfolgreich die Anwendung von der graphischen Integration gemacht, um die Schwingungserscheinungen



er Zugrundelegung der wirklichen Lichtbogencharakteristik, bzw. der magnetischen Tinkungskurve zu beschreiben. Die Reichhaltigkeit des Inhalts soll folgende herausgriffene Übersicht andeuten: A. I. Einfache Stromkreise (Ein- und Abschalten von Eisen mit Widerstand, Selbstinduktion, Kapazität); II. Magnetisch verkettete Stromkreise (Schalten von Gleichstrommagneten mit Dämpfung und von Transformatoren, Erdbestromme, freie Drehfelder in Mehrphasenmaschinen, Plötzlicher Kurzschluß von Transformatoren und Generatoren); III. Ein- und Ausschalten von Motoren; IV. Erdbestromme, Störung von Fernsprechleitungen; B. V. Lichtbogenwirkungen (Gleichstrom- und Wechselstromschalter, Rückzündung in Kapazitätskreisen, Schwingungskreisläufe mit Funkenstrecken, Ausschalten solcher Kreise, Aussetzende Erdbestromme, Lichtbogenschwingungen); VI. Magnetische Sättigung (Selbst- und Übererregungsvorgang, Resonanzkreise mit Eisen, kapazitive Selbsterregung von Generatoren, Oberschwingungen); C. VII. Homogene Leitungen (Entstehen, Reflexion und Wanderwellen, Einschalten. Kurzschluß, Erdbestromme von Leitungen, Ableitung von Leitungen, Rückzündungen); VIII. Zusammengesetzte Leitungen (Reflexion, Brechung und Wellen, Schutzwiderstände, Beeinflussung von Nachbarleitungen); IX. Spulen und Kondensatoren in den Leitungen (Umbildung der Wellenform, Schutzwirkung, elektromagnetische Wellen in Spulen); X. Leitungsnetze und Wicklungen (Entstehung und Verlauf der Wellen, Wicklungsdurchschläge, Schutzmittel). — Das Buch, das zum großen Teil auf eigenen Arbeiten des Verf. aufgebaut ist, bedeutet eine wertvolle Bereicherung der technisch-physikalischen Literatur. W. O. SCHUMANN.

**Hüter.** Neuere ausländische Höchstspannungsschalter. Elektrot. ZS. 801—809, 1923, Nr. 34. Amerika ist uns in der Höhe der Übertragungsspannung voraus, 220-kV-Anlagen sind teils schon im Betrieb, teils im Bau. Schaltanlagen sind meist im Freien, sogenannte Freiluftstationen, aufgestellt. Trotzdem sind Luftschalter selten, wegen der großen Lichtbogenlängen, die die Gefahr des Überschlages zu anderen Pol in sich bergen, große Leiterabstände und ungünstige Leitungsbedingungen. Beim Abschalten des Ladestromes einer 220-kV-Leitung von nur 1 km riß der Lichtbogen erst bei 18 bis 21 m Länge ab. Als Leitungsunterbrecher wird meist Ölschalter verwendet. Die Durchführungsisolatoren, die im Regen eine Überschlagespannung von etwa 3,5facher Phasenspannung haben, im Trocknen bis zur Erde, sind teils als sogenannte Kondensatorklemmen, teils als Porzellangefäße mit Füllung und Ausdehnungsgefäß ausgebildet. Die Unterbrechungskontakte sind bei der Ausführung Schnellkontakte in der Ölmasse, bei einer anderen in besonderen Ölschaltkammern, in denen durch Abtrennung des Lichtbogens vom äußeren Ölvolumen ein sehr hoher Druck entsteht, der die Neuzündung verhindert. Widerstandsvorstufen werden nicht verwendet. Der hohen Überschlagespannung muß die innere Durchschlagespannung entsprechen, sie erfordert große Ölvolumina. Ein 220-kV-Schalter mit einer Abschaltleistung von  $1,2 \cdot 10^6$  kVA hat 64000 Liter Öl. Die schnelle Zunahme noch höheren Spannungen läßt die Aufstellung unter Dach wieder in Erwägung kommen, wie dies in einem Fall für 220 kV schon ausgeführt wurde. A. FRAENCKEL.

**Oreyfus.** Ein neuer Weg zum Ausbau der Kommutierungstheorie. (Teil I.) Z. f. Elektrot. 12, 286—296, 1923, Nr. 3. Der Kommutierungsvorgang der Ankerrollen einer Gleichstromwicklung ist ein periodischer Schaltvorgang, bei dem nach jeder Lamellenperiode eine Spule kurzgeschlossen wird und eine aus dem Kurzschluß tritt. Dabei können die Zeitpunkte des Eintritts einer Spule in den Kurzschluß des Austritts einer an der gleichnamigen Bürste schon kurzgeschlossenen, je nach Bürstenbreite, zusammenfallen oder nicht. Während der Kurzschlußzeit soll der

Strom jeder Spule unter induktiver Einwirkung des Wendefeldes sich von sei Anfangswert  $+J$  auf den Endwert  $-J$  ändern. Dabei ist je nach der gegenseitigen Lage der kurzgeschlossenen Spulen in den Nuten deren induktive Verketzung verschieden. Für jede Lamellenperiode gilt daher ein System von so vielen simultanen Gleichungen, wie Spulen gleichzeitig kurzgeschlossen sind, und es gelten nacheinander so viele verschiedene Systeme wie verschiedene Konstellationen der gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen aufeinander folgen. Verf. erläutert dies an einem einfachen Beispiel und zeigt, wie durch Lösung der Gleichungen der zeitliche Stromverlauf erhalten wird. Dabei zeigt es sich, daß die räumliche Verteilung des Wendefeldes deutlich sein kann, wie es die Erfahrung auch schon gezeigt hat, es gibt also nicht eine richtige Verteilung des Wendefeldes, welche die Grenzbedingungen erfüllt. Die von der bisherigen Kommutierungstheorie verwendete Selbstinduktionskoeffizienten weist sich als von einer Anzahl Induktivitäten und von der Verteilung des Wendefeldes abhängig. Die auf vielen vereinfachenden Annahmen beruhende Behandlung bedarf noch einer eingehenden Erweiterung, besonders im Hinblick auf den Einfluß der veränderlichen Übergangswiderstände.

A. FRAENCKEL

Report on researches on the chemical and physical properties of insulating oils. Journ. Inst. Electr. Eng. **61**, 661—674, 1923, Nr. 319. Die auf Veranlassung der Institution of Electrical Engineers ausgeführten Untersuchungen dienen der Weiterentwicklung der Lieferungsbestimmungen und Prüfungsmethoden von Transformator- und Schalterölen. Im Transformator steht das Öl bei einer Temperatur von 60 bis 90° C und mehr in Berührung mit Luft. Bei den dabei auftretenden Oxydations- und Polymerisationsvorgängen wirkt das Kupfer als Katalysator, die dabei gebildeten schlammigen Produkte setzen sich auf die Wicklung und behindern die Kühlung und Ölzirkulation. Am wichtigsten ist daher die Untersuchung auf Schlammbildung. In England verwendete Sludgemethode beruht darauf, daß durch erhitztes Öl, in dem ein Kupferstreifen gebracht ist, Luft gesaugt wird. Die Versuche an zehn verschiedenen Proben verschiedener Herkunft (Burmah-, russisches und amerikanisches Öl) sollten Aufschluß geben über die Schnelligkeit und Leichtigkeit der Ausführung. Die Übereinstimmung verschiedener Beobachter und über erforderliche Verbesserungen. Das Ansaugen von Luft erwies sich als den wirklichen Verhältnissen mehr entsprechend als Sauerstoff. Die bei uns übliche Bestimmung der Teerzahl durch Behandlung mit Kisslingscher Lauge wird nicht empfohlen, da kein unmittelbarer Zusammenhang zwischen Teerzahl und Schlammbildung besteht. Die Bestimmung der Verfärbung konnte nicht als zuverlässiger Anhalt für die Schlammbildung befunden werden. Untersucht wurden ferner die Verdampfungsverluste bei 100° C, der Flammpunkt, die Viskosität zwischen 15 und 90°, Säure- und Alkaligehalt, Jodabsorption (die bei verschiedenen Ölen mit der Schlammbildung Schritt hält), die Dichte, der Ausdehnungskoeffizient, Stockpunkt, spezifische Wärme und latente Wärme, Dampfdruck und die Wirkung von Katalysatoren.

A. FRAENCKEL

Edwin Fitch Northrup. High temperature investigation. Journ. Franklin Inst. **195**, 665—686, 1923, Nr. 5. Verf. gibt einen kurzen Überblick über die Entwicklung der Physik seit den Tagen von Francis Bacon und Newton. Seit dem Beginn des 20. Jahrhunderts hat die Naturwissenschaft besonders infolge der Verfeinerung der Apparate und Untersuchungsmethoden einen ungeheuren Aufschwung genommen. Nichts hat auf die Eigenschaften eines Körpers einen so großen Einfluß wie die Temperatur; nur die Schwere und Radioaktivität werden nicht von ihr beeinflußt. Alle einem Körper zugeführte Energie kann schließlich in Wärme umgewandelt werden.

werden. Untersuchungen in der letzten Zeit bei Temperaturen über 1500° C haben dazu geführt, Materialien ausfindig zu machen, die bei hohen Temperaturen beständig sind und in denen Metalle geschmolzen werden können. — Es gibt heute verschiedene Mittel, hohe Temperaturen zu erzeugen: heiße Flammen, den elektrischen Lichtbogen, Widerstandsöfen, Vakuumröhren, die durch Elektronenaufprall auf die Oberfläche kochen, und Hochfrequenz-Induktionsöfen. Von den Widerstandsöfen können nur Kohle- und Wolframrohröfen hohe Temperaturen erreichen. Lichtbogenöfen haben den Nachteil, daß sie nur ein kleines Volumen erhitzen können. Der beste, modernste Ofen ist der Hochfrequenz-Induktionsofen. — Es wird hierbei kinetische elektrische Energie in Wärmeenergie verwandelt, und zwar um so mehr, je kürzer die elektromagnetischen Wellen sind. Ist im Innern einer induktiven Spule ein Leiter, so wird die Energie absorbiert, und der Leiter erwärmt sich. Bei konstanter Amperewindungszahl ist die Energie proportional der Frequenz des Stromes. Die Temperatur steigt schnell, bis der Körper durch Wärmestrahlung wieder Energie verliert, aber die Öfen sind gut mit Wärmeisolatoren versehen, die durchlässig für lange Wellen, aber undurchlässig für kurze Wellen sind. Der Ofen ist nicht an eine Stromquelle angeschlossen, er hat keine Elektroden, er wird nur induktiv mit einer Stromquelle gekoppelt; daher eignet er sich vorzüglich als Vakuumofen. Er besteht hauptsächlich aus einer wasserabgeschlossenen Kupferspirale, die einen Zylinder aus einem Isoliermaterial aus Quarz, Plexiglas, Glimmer, Mikanit oder Asbestpappe umschließt. Im Innern der Spule befindet sich ein Tiegel aus nichtleitendem Material, in dem das Metall erwärmt wird. Zwischen Zylinder und Tiegel befindet sich ein Isoliermaterial in Pulverform. Es werden Hochfrequenzströme zwischen 5000 und 50 000 Per. angewandt, 20 000 Per. werden bevorzugt. — Es sind in dem Ofen Platin, Wolfram und Molybdän geschmolzen worden. Es ist leicht, nach diesem Prinzip einen idealen schwarzen Körper zu bauen, vorzüglich ist der Ofen für chemische Untersuchungen geeignet, da die Substanzen beim Schmelzen außerordentlich rein bleiben. Es werden kurz in der Arbeit einige Hochfrequenzgeneratoren und Wechsler erwähnt. Zum Schluß weist Verf. noch einmal auf die ungeheure Wichtigkeit der Erzeugung hoher Temperaturen hin. **MIETHING.**

**Helffer.** Über die örtliche Verteilung der Röntgendosis in der Körper-Haut. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **31**, 83—85, 1923, Kongreßheft. Messungen der Dosis in einem Wasserphantom mittels eines Siemens-Dosismessers und Beobachtung der lokalen Intensitätsverteilung mittels Zinksulfidschirmen ergibt eine ziemlich scharfe Begrenzung des Strahlenkegels im Wasser im Gegensatz zu den Messungen von Dessauer. Auch bei Änderung der Versuchsbedingungen konnten niemals Strahlenkegel erzeugt werden, die einen Verlauf wie die Dessauerschen Kurven gezeigt hätten. — Für die Tiefentherapie ergibt sich die praktisch wichtige Schlussfolgerung, daß die Streustrahlung außerhalb des direkten Strahlenkegels bei der Dosierung vernachlässigt werden darf.

**GLOCKER.**

**Kötner.** Tagesfragen der Dosimetrie. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstrahlen **31**, 186—87, 1923, Kongreßheft. Kurzer Auszug aus der im folgenden besprochenen Arbeit.

**GLOCKER.**

**Kötner.** Tagesfragen der Dosimetrie. Strahlentherapie **15**, 611—619, 1923, Kongreßheft. Um biologische Ergebnisse von Röntgenbestrahlungen in verschiedenen Dosen sicher miteinander vergleichen zu können, schlägt Verf. vor, ein Standarddosimeter mit zeitlich konstanter Empfindlichkeit fest aufzustellen und mit diesem vergleichbare Meßgeräte zu eichen, welche ihrerseits zur Eichung der an verschiedenen Orten im Gebrauch befindlichen Dosimeter dienen sollen. Es werden sodann die Vorteile dieses Verfahrens im einzelnen erörtert.

**GLOCKER.**

**Stumpf.** Stereo-Durchleuchtung. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 92—94, 1923, Kongreßheft. Das Verfahren beruht darauf, daß bei Anordnung einer geeigneten Blende die rechte Röhre die linke Hälfte, die linke Röhre die rechte Hälfte des Leuchtschirmes beleuchtet. Die entstehenden Bilder werden mit einem gewöhnlichen Stereobetrachtungsapparat angesehen. GLOCK

**Klingelfuss.** Direkt zeigendes Spektrometer für Röntgenstrahlen. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 95—96, 1923, Kongreßheft. Gleichzeitige Messung der Grenzwellenlänge mit dem Seemannschen Spektrographen und der Röhrenspannung mit dem Sklerometer (Klingelfuss, Strahlentherapie 3, 772, 1913) ergibt eine Proportionalität. Das Sklerometer kann daher so geeicht werden, daß es direkt den Wert der Grenzwellenlänge angibt. Die Tatsache, daß die so ermittelten Spannungen nur etwa halb so groß waren wie die Spannungen, die sich für gleichen Sklerometerauschlag aus dem Funkenpotential berechnen, wird mit dem Auftreten von Oberschwingungen erklärt. — Verf. hält die Messung der Parallelfunkenstrecke zur Beurteilung der Strahlenhärte für sehr unzuverlässig. Sobald schlechte Resonanz zwischen Röhre und Generator (Induktor bzw. Wechselstromtransformator) besteht, erhöht sich die Spannung an den Parallelfunkenstrecken um 50 bis 100 Proz. gegenüber der Röhrenspannung und man arbeitet mit weicheren Strahlen, als man glaubt. GLOCK

**C. A. Schleussner.** Ein neuer Belichtungsmesser für Röntgenaufnahmen. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 97—100, 1923, Kongreßheft. Beschreibung eines aus mehreren, konzentrischen, drehbaren Kreisringen bestehenden Belichtungsmessers für medizinische Röntgenaufnahmen. Die auftretenden Faktoren sind: Abstand und Dicke des Objekts, Härtegrad und Stromstärke der Röhre, Fokus-Plattenabstand, Art der Platte, Art des Röntgenapparats (Apparatezahl). Die Faktoren werden für allemal empirisch bestimmt. GLOCK

**W. Berger.** Technische Neuerungen. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 100—103, 1923, Kongreßheft. Mitteilungen über die Konstruktion zweier neuer Röntgenapparate der Polyphosgesellschaft, eines Bestrahlungsgeräts und eines Durchleuchtungstisches. GLOCK

**P. P. Gotthardt.** Spektrometrische Untersuchungen an Röntgen-Tiefentherapieröhren. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 104—105, 1923, Kongreßheft. Messungen der Grenzwellenlänge  $\lambda_{\min}$  mit dem Marchschen und dem Seemannschen Spektrographen als Funktion des zwischen vertikal aufgestellten Spitzen gemessenen Funkenpotentials  $P$ . Der Seemannsche Spektrograph ergibt eine um 0,1 bis 0,005 Å kürzere Wellenlänge. Ein wesentlicher Einfluß der Apparate- oder Röhrentypen auf den Verlauf der Kurve  $\lambda_{\min} = f(P)$  ist nicht vorhanden. GLOCK

**S. Strauss.** Das Mekapion, ein neuer Röntgenstrahlen- und Isolationsmesser. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 118—119, 1923, Kongreßheft. Beschreibung eines Verfahrens zur Messung großer Widerstände mit Hilfe einer Verstärkeröhre. Die in einem Hörer auftretende Zahl von Tickerschlägen in einem gewissen Zeitraum ist ein indirekt proportionales Maß für die Größe des Widerstandes der ionisierten Gasstrecke. Betreffs der Schaltung wird auf die Originalarbeit verwiesen. GLOCK

**R. Jäger.** Eine neue Röntgen-Dosisuhr (Dosiszähler). Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 120, 1923, Kongreßheft. Ein Zusatzapparat zu dem Siemens-Dosismesser, welcher galvanometrisch die Ionisationsstromstärke einer bestrahlten kleinen

immer mißt und somit die Dosis pro Sekunde angibt, wird beschrieben. Er beruht auf dem Prinzip der Entladung einer Kapazität über die Ionisationskammer und der automatischen Wiederaufladung derselben. Ein Zählwerk registriert die Zahl der Entladungen während der Bestrahlungszeit und liefert somit direkt die insgesamt erhaltene Dosis.

GLOCKER.

**Jäger und W. Rump.** Über die Bestimmung des Schwächungskoeffizienten und der Streuzusatzstrahlung mit dem Siemens-Röntgendosismesser. Strahlentherapie 15, 650—660, 1923, Heft 5. Die Verteilung der Dosis im Zentralstrahl wird in Wasser und in Luft gemessen. Der Intensitätsabfall ist gerade in der Nähe der Oberfläche am geringsten, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Glocker, Rothacker und Schönleber, aber im Widerspruch mit denen von Essauer. — Die Streuzusatzstrahlung nimmt, wenn man sich von der Luft her der Wasseroberfläche annähert, zu, besitzt ein Maximum 3 cm unterhalb des Wasserspiegels und nimmt dann ab. — Die Abhängigkeit der Dosis von der Größe des Bestrahlungsfeldes ermöglicht eine extrapolatorische Bestimmung für ein unendlich enges Feld; daraus ergibt sich für 175 000 Volt Röhrenspannung, 0,5 mm Zn + 2 mm Al Filterung der Schwächungskoeffizient  $\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 0,19$ .

GLOCKER.

## 6. Optik aller Wellenlängen.

**Arthur Haas.** Einführung in die theoretische Physik. Mit besonderer Berücksichtigung ihrer modernen Probleme. Erster Band. Mit 58 Abbildungen im Text. Dritte und vierte, völlig umgearbeitete und vermehrte Auflage. X und 307 S. Berlin und Leipzig, Walter de Gruyter & Co., 1923. [S. 1409.]

SCHEEL.

**Sommerfeld.** Note on Brewster's Law. Journ. Opt. Soc. 7, 501—502, 1923, Nr. 7. Wenn ein Lichtstrahl auf die Trennfläche eines optisch dichteren Mediums fällt, beschwingen die Elektronen im zweiten Medium in der Richtung der elektrischen Kraft für den gebrochenen Strahl. Die durch diese Schwingungen erzeugte elektromagnetische Strahlung ist in ähnlicher Weise zu berechnen wie bei der Lichtbreitung in einem trüben Medium. Da nun in Richtung der Elektronenschwingungen keine Energie ausgesandt wird, muß auch der reflektierte Strahl verschwinden, wenn dieser senkrecht zum gebrochenen Strahl verläuft, vorausgesetzt, daß die elektrische Kraft in der Einfallsebene liegt. Damit ist das Brewstersche Gesetz vom Standpunkt der Elektronentheorie erklärt.

H. R. SCHULZ.

**A. Lorentz.** The Rotation of the Earth and its Influence on Optical Phenomena. Nature 112, 103—104, 1923, Nr. 2803. Die Bewegung eines Systems auf optischem Wege durch die Verschiebung von Spektrallinien (Dopplersches Prinzip), durch die Veränderung der Wellenform (Huyghensches Prinzip) und durch Aberration nachgewiesen werden. Die Stokesschen Annahmen sind miteinander vereinbar, die Existenz von Ätherwirbeln um die Planeten ist nach den Beobachtungen am Jupiter nicht wahrscheinlich. Das Michelsonsche Experiment ist bisher erfolglos gewesen.

H. R. SCHULZ.

**Smith.** The optical cosine law. Trans. Opt. Soc. 24, 31—40, 1923, Nr. 1. Der Verf. stellt die allgemeine Formel auf:  $\cos \vartheta = p \cos \vartheta' + q$ , in der  $\vartheta$  bzw.  $\vartheta'$  Richtungs-



winkel der Strahlen im Objekt- bzw. Bildraum und  $p$  und  $q$  Konstante sind. In der Formel soll das Brechungsgesetz, die Sinusbedingung usw. umfassen. Die mathematische Behandlung wird mit Hilfe des Eikonals ausgeführt. CHR. v. H.

**L. C. Martin.** A physical study of coma. Trans. Opt. Soc. **24**, 1—9, 1923, Nr. 1. Ein Mikroskopobjektiv, das eine merkliche Abweichung von der Sinusbedingung weist, im übrigen aber gut korrigiert ist, wird in einem Doppelring mit zur optischen Achse geneigter Bohrung so gefaßt, daß es zwischen  $0^\circ$  und  $5^\circ$  beliebig schräg gehalten werden kann. Mit dieser Anordnung werden Aufnahmen von künstlichen Sternen im Brennpunkt und außerhalb des Brennpunktes gemacht. So kann die Lichtverteilung gemessen werden. CHR. v. H.

**T. Smith.** A large aperture aplanatic lens not corrected for colour. Trans. Opt. Soc. **24**, 22—30, 1923, Nr. 1. Ein Linsensystem für spektroskopische Apparate, das aplanatisch für alle Zonen korrigiert ist, für ein Öffnungsverhältnis von  $f:1$  gehalten, kann erhalten werden, wenn es aus mehreren getrennten Linsen von demselben Glastyp zusammengesetzt ist. Ein solches Objektiv aus vier Linsen ist von der Firma Ross ausgeführt. Bei verminderter Öffnung könnte das Objektiv auch auf Farben korrigiert werden, indem jede Linse achromatisch gemacht würde, so daß das System aus acht Linsen bestände. CHR. v. H.

**J. W. Obreimoff.** A method of measuring small differences of the refractive indices. Journ. Russ. Phys.-chem. Ges. **50**, 85—99, 1922, Nr. 1/3; vgl. diese Zs. **3**, 1336, 1922. SCHN.

**Hugo Krüss.** Zur Dioptrik der astronomischen Okulare. ZS. f. Instrkde. **180**—185, 1923, Nr. 6. Im Anschluß an eine Arbeit von O. v. Gruber in derselben Zeitschrift werden die für das Zusammensetzen zweier einfacher dünner Linien geltenden Formeln angegeben und Nutzanwendungen auf das Ramsdensche und Huyghenssche Okular gemacht. Zum Schluß wird auf die analoge Anwendung der Ausführungen auf das Teleobjektiv und das Galileische Fernrohr hingewiesen. CHR. v. H.

**Karl Lüdemann.** Die Genauigkeit der Herstellung von Achszapfen horizontalen Fernrohrachsen von 12 cm-Theodoliten. ZS. f. Instrkde. **185**—186, 1923, Nr. 6. Die Achszapfen eines Theodoliten lassen sich verhältnismäßig leicht genügend rund herstellen, dagegen können wohl merkliche Unterschiede in der Durchmesser der beiden Zapfen vorkommen. Hierüber sind Beobachtungen angestellt an 25 Theodoliten von Max Hildebrand in Freiberg i. Sa., die sehr geringe Abweichungen zeigten; nur bei sieben Instrumenten überschritten die Unterschiede den Wert von  $1\mu$ . CHR. v. H.

**E. Hammer.** Neuerung am Hammer-Fennelschen Tachymetertheodolit. ZS. f. Instrkde. **43**, 50—53, 1923, Nr. 2. Ergänzungen zu einem früheren Aufsatze des Verf. und einem solchen von Dolezal, die sich auf andere Konstanten des Instruments beziehen. CHR. v. H.

**J. Prédhumeau.** Nouveau système de photogrammétrie: Le stéréotopomètre. Rev. d'Opt. **1**, 313—330, 1922, Nr. 7. Das Instrument ist sehr klein, billig, einfach und handlich, so daß es von einem Mann bedient werden kann; das ist der Hauptvorteil. Die Objektive haben kurze Brennweiten und ein sehr kleines Öffnungsverhältnis, so daß nur Zeitaufnahmen gemacht werden können, daher ist keine besondere gute Bildkorrektur erforderlich. Die theoretischen Grundlagen und die Beschreibung

Apparates werden ausführlich gebracht. Bei den Betrachtungen über die zu erzielende Genauigkeit kommt der Verf. zu dem Resultat, daß sein Instrument mit den üblichen Tachymetern und mit dem Stereo-Autographen von Orel konkurrieren kann.

CHR. V. HOFER.

**Lumière.** Représentation photographique d'un solide dans l'espace. Photo-stéréosynthèse. Rev. d'Opt. 2, 229—236, 1923, Nr. 6. Es handelt sich darum, mit Hilfe photographischer Aufnahme plastische Bilder zu machen. Zu diesem Zweck werden von dem Objekt Aufnahmen in verschiedenen parallelen Schnitten, die senkrecht zur optischen Achse stehen, gemacht werden. Die in diesen Schnitten liegenden Strukturen sollen möglichst scharf, die außerhalb liegenden unscharf abgebildet werden; das Objektiv muß also eine geringe Tiefenschärfe haben. Um diese Unschärfe in der Aufnahme zu steigern, schlägt der Verf. zwei Hilfsmittel vor: 1. Das Objektiv wird während der Exposition (durch Kurbeltrieb) parallel zu sich selbst und senkrecht zur optischen Achse verschoben, und die Bildebene (Platte) ebenfalls in demselben Sinne und in demselben solchen Verhältnis, daß das Bild auf der Platte stillsteht. Dann bewegen sich die außerhalb der Platte gelegenen Bildpunkte sehr stark relativ zur Platte, werden also sehr unscharf abgebildet. Sind die Verschiebungen von Objektiv bzw. Platte  $h$  bzw.  $H$  und der Objekt- bzw. Bildabstand  $p$  bzw.  $p'$ , so muß die Gleichung bestehen:

$$= \frac{p}{p + p'}$$
 Bildpunkte, deren Objektpunkte von der Objektebene den Abstand  $p$  haben, erleiden relativ zur Platte eine Verschiebung  $dH$ , entsprechend der Gleichung

$$= \frac{h p'}{p - d p} - (H - h).$$
 Diese Einrichtung hat sich bewährt. 2. Das Objektiv sei

mit einem Umkehrprisma verbunden. Das Objekt werde in einfacher Vergrößerung abgebildet. Werden jetzt Objektiv und Prisma gemeinschaftlich in der Hauptebene der Linse und senkrecht zur optischen Achse des ersteren bewegt, so stehen die Bildpunkte in der Bildebene still, außerhalb der Bildebene liegende Punkte bewegen sich. Man setzt man zwei Prismen, deren Hauptebenen senkrecht aufeinanderstehen, an, so kann man alle Bewegungen senkrecht zur optischen Achse ausführen. Diese Methode kann nur bei der Vergrößerung 1 angewendet werden, außerdem müssen die Prismen genau hergestellt werden.

CHR. V. HOFER.

**Baillaud.** Réglage d'une chambre photographique à long foyer. Rev. d'Opt. 1, 353—362, 1922, Nr. 8. Bei photographischen Apparaten mit großer Brennweite sind drei Bestimmungen von großer Wichtigkeit. 1. Der Durchstoßungspunkt der optischen Achse mit der Platte muß festgelegt werden. 2. Die Platte muß senkrecht zur optischen Achse gerichtet werden. 3. Die photographische Schicht der Platte muß genau auf den Brennpunkt eingestellt werden. 1. Der von hinten beleuchtete Rand einer Karte wird in zwei zueinander senkrechten Lagen so eingestellt, daß er mit den von den Objektivflächen erzeugten Spiegelbildern in einer Linie liegt. Der Visur wird vorgenommen durch ein Loch in der Karte, das genau in der Verlängerung der beleuchteten Kante liegt. Der Schnittpunkt dieser beiden Kantenlagen, wenn sie auf einer matten Fläche markiert wird, liegt auf der optischen Achse und ist ihr Durchstoßungspunkt mit der Platte. 2. Nach der Methode von Olsson (Astron. Nachr. 3489, 1917) wird die Platte ausgerichtet, und zwar wird ein Diaphragma auf das Objektiv gesetzt und eine Glasplatte in den Plattenhalter gelegt. Man richtet diese Platte so ein, daß man das von der Platte erzeugte Spiegelbild der Augenpupille zusammen mit dem Diaphragma sieht. 3. Der Brennpunkt wird mit Hilfe der Methode von Cornu-Hartmann gesucht. Zwei parallel einfallende enge Lichtstrahlenbündel durchsetzen das Objektiv auf demselben Durchmesser, erzeugen auf photographi-

schen Platten in zwei verschiedenen Abständen vom Objektiv Lichtspuren. Aus Abstand der Platten und den Abständen der Lichtspuren kann der Punkt, in dem die Lichtbündel schneiden, also der Brennpunkt, bestimmt werden. Steht kein natürlicher oder künstlicher (Kollimator) unendlich ferner Lichtpunkt zur Verfügung kann man zwei Blenden in passendem größeren Abstand voneinander vor dem Objektiv anbringen, jedoch müssen die Löcher beider Blenden genau denselben Abstand haben und ihre Verbindungslinien genau parallel zur optischen Achse sein. CHK. v.

**P. H. van Cittert.** Een monochromator met groote Lichtsterkte en weinig valsche licht. *Physica* 3, 181—184, 1923, Nr. 6. Der Leissche Vorschlag zweier hintereinandergesetzter Monochromatoren mit drehbaren Prismen hat eine Reihe Nachteile, die durch folgende Konstruktion vermieden werden können: Man setzt zwei identische Monochromatoren mit festen Prismen so hintereinander, daß das erste entworfene Spektrum durch den zweiten zu einem weißen Spaltbild vereinigt wird. Bringt man in die Ebene des Spektrums einen dritten Spalt verschiebbar an, so läßt sich durch Bewegung dieses Spaltes allein jede Wellenlänge (oder bei mehrfachem Spalt ein Gemisch bestimmter Wellenlängen) ausblenden. Um eine Abblendung durch die einander zugekehrten Objektive der Monochromatoren zu vermeiden, bringt man unmittelbar vor und hinter dem verschiebbaren Mittelspalt je eine Plankonvexlinse an, um die zusammen das zweite Objektiv des ersten Monochromators auf das erste Objektiv des zweiten Monochromators abbilden. Das austretende Bündel hat stets die gleiche Richtung. H. R. SCH.

**Paul Kirkpatrick.** A device for rotating spectrometer crystals. *Journ. Soc.* 7, 539—541, 1923, Nr. 7. Die Bestimmung der Lage der Reflexionsebenen eines Kristalles nach der von Compton vorgeschlagenen Methode erfordert eine gleichmäßige langsame Drehung des Kristalles. Um diese mechanisch einfach vornehmen zu können, wird die Tangentialschraube des Spektrometertisches durch eine Leinwandkette angetrieben, die über ein Zahnradsystem geführt wird, welches auf der Achse eines Triebrades sitzt. Letzteres wird unter Zwischenschaltung einer Sperrklinke durch einen Elektromagneten um je einen Zahn vorwärts bewegt, wenn der Stromschalter durch ein Metronom erfolgt. H. R. SCH.

**André Debrie.** Cinématographe à grande vitesse. *Rev. d'Opt.* 2, 204—206, 1923, Nr. 5. Der Apparat wird von der Firma André Debrie in Paris gebaut und ist durch den Patenten von Labrely. Während mit den üblichen kinematographischen Aufnahmeapparaten etwa 16 Bilder pro Sekunde hergestellt werden, ermöglicht der vorliegende Apparat, ähnlich wie die deutsche Zeitlupe, Aufnahmen bis zu 250 Bildern pro Sekunde. Er eignet sich daher für alle die Fälle, in denen eine Zeitstreckung beabsichtigt ist. Der Apparat unterscheidet sich von der Zeitlupe dadurch, daß er, wie Aufnahmeapparate, mit ruckweisem Filmtransport versehen ist, während die Zeitlupe eine kontinuierliche Filmbewegung und einen optischen Ausgleich der Bildwanderung aufweist. — Äußerlich unterscheidet sich der Apparat wenig von den gebräuchlichen Aufnahmeapparaten. Das Aufnahmeobjektiv ist auf verschiedensten Entfernungen einstellbar und kann gegen Objektive anderer Brennweiten ausgetauscht werden. Auf der Rückseite des Apparates ist ein Meterzählwerk angebracht für die 120 m Film, welche der Apparat aufnimmt. Ein Geschwindigkeitsanzeiger gibt die Bilderzahl pro Sekunde an, ebenso wie die Zeitstreckung gegenüber normaler Bildzahl. Ein einziger Ölserbientopf dient dazu, alle mechanischen Teile einzufetten. Zur Aufstellung wird ein normales Stativ gebraucht. — Der Film befindet sich in einer besonderen Kassette, die an den eigentlichen Aufnahmeapparat angesetzt werden kann.

nn. Nach Ansetzen der Kassette und nachdem der Film eingefädelt ist, tritt der m vollkommen frei von der Kassette in den Apparat über, so daß er keinerlei Übungen an der Kassettenöffnung erfährt. Die Filmführung erfolgt, ohne daß eine Erwindung des Films stattfindet. — Der Mechanismus für die ruckweise Film- bewegung ist in einem besonderen Gehäuse untergebracht, das mit der Antriebswelle Verbindung steht. Der Bewegungsmechanismus selbst besteht aus einem Greifer, der zum Zweck des Transportes in die Perforation des Films eingreift und nach erfolgter Bewegung den Film wieder frei gibt. Nach erfolgtem Transport wird der Film durch eine besondere Blockierungsvorrichtung, bestehend aus zwei in die Perforation vortretende Spitzen, festgehalten.

JOACHIM.

. Dévé. Phacomètre à oscillations. Rev. d'Opt. 2, 85—106, 1923, Nr. 3. Unter diesem Namen, der offenbar aus dem Griechischen ( $\varphi\alpha\kappa\acute{o}\varsigma$  = Linse) hergeleitet ist, hat der Verf. schon vor 23 Jahren einen Apparat konstruiert, der darauf beruht, daß diejenigen Punkte eines Linsensystems oder eines Spiegels gesucht werden, an welchen die optischen Apparate gedreht werden können, ohne daß die von ihnen erzeugten Bilder sich bewegen; das sind die Brennpunkte, Knotenpunkte und Krümmungstelpunkte. Das Phakometer besteht aus einem Okular mit Fadenkreuzbeleuchtung, Autokollimation und einer Wippe, an der ein Spiegel aus schwarzem Glas und ein Halter für die zu untersuchenden Linsen oder Spiegel, der also an der schwingenden Bewegung teilnimmt, befestigt ist. Dieser Halter wird so verschoben, daß das Bild des Fadenkreuzes trotz der schwingenden Bewegung des Halters stillsteht. Auf diese Weise werden die genannten Punkte gefunden und die Krümmungsradien, Brennweiten und Schnittweiten hergeleitet. Die Fläche der Linse oder des Spiegels wird bestimmt, indem man auf sie angebrachte Flecke (Staub) als stillstehend erkannt werden. Auf diese Weise hat der Verf. auch sphärische Aberration, Abweichung von der Sinusbedingung (Bestimmung der Schnittweite, bzw. Brennweite für verschiedene herausgetretene Zonen) und andere optische Fehler bestimmt. Auch der Brechungskoeffizient kann berechnet werden, nachdem die Brennweite und die Krümmungsradien gemessen sind. Für die Bestimmung der Krümmungsradien soll dieser Apparat genauere Werte liefern als das Sphärometer.

CHR. V. HOFER.

Mini Kanta Sur. Note on a departure from Fresnel's laws of reflection. Phil. Mag. Rev. (2) 21, 699—700, 1923, Nr. 6. Fällt Licht auf die Grenzfläche zweier Medien, deren Brechungszahl für eine bestimmte Wellenlänge gleich ist (Spaltfläche von Steinsalz in einer Mischung von Schwefelkohlenstoff und Benzol, oder Glycerin in Terpentin), so wird noch ein merklicher Bruchteil der einfallenden Intensität reflektiert. Da eine Verunreinigung der Oberflächen unwahrscheinlich ist, so ist eine Änderung des Brechungsindex in den oberflächennahen Schichten als Ursache der Abweichung von den Fresnelschen Reflexionsgesetzen anzunehmen.

H. R. SCHULZ.

Ugo Straneo. La trasformazione di Voigt-Lorentz nella fisica classica. Atti del Reale Istituto Veneto di Scienze, Lettere ed Arti. (5) 32 [1], 118—122, 1923, Nr. 3. [S. 1413.]

H. ROVITZ.

W. T. Tyndall. Optical properties of some metallic sulfides. Phys. Rev. 1, 162—180, 1923, Nr. 2. Es sind gemessen worden: das spektrale Reflexionsvermögen für  $\text{Sb}_2\text{O}_3$ ,  $\text{MoS}_2$ ,  $\text{PbS}$  und  $\text{FeS}_2$ , außerdem für die beiden ersten die Brechungsindizes und der Extinktionsindex. Für den Spektralbereich  $420\text{ m}\mu$  liegt das Reflexionsvermögen einer Spaltfläche von  $\text{MoS}_2$  bei  $20^\circ$  Einfallswinkel zwischen 0,3 und 0,60. Bei  $45^\circ$  Einfallswinkel bleiben die Werte für  $\text{MoS}_2$  dieselben, ändern sich aber etwas für  $\text{Sb}_2\text{O}_3$ . Abkühlung auf  $-160^\circ$  verschärft die Absorptionsbanden.

und verschiebt sie nach dem Ultraviolett bei Molybdenit, während Stibnit keine Änderung erkennen läßt. Brechungsindex und Absorptionskonstante sind aus polarimetrischen Messungen berechnet worden. Für  $\text{MoS}_2$  hat  $n$  einen Maximalwert 620  $m\mu$  und Minima bei 695 und 655  $m\mu$ . Für  $\text{Sb}_2\text{O}_3$  haben die Brechungszahlen senkrechten Einfall an einer Spaltfläche Maximalwerte bei 510  $m\mu$  (5,5 und 4,8), Extinktionskoeffizienten wachsen mit abnehmender Wellenlänge. Molybdenit zeigt keine wesentliche Änderung mit der Zeit, bei Stibnit sind nur frische Flächen zu benutzen.

H. R. SCH

**Pierre Sève.** Mesure de l'indice de réfraction de la blende. Rev. d'Opt. 237—247, 1923, Nr. 6. Die Herstellung ebener polierter Flächen ist bei weichem Material äußerst schwierig; deshalb sind als Prismenflächen natürliche Spaltflächen benutzt worden. Die starke Brechung der Zinkblende erfordert aber die Beobachtung der Ablenkung in einem Medium von höherem Brechungsindex als Luft. Am besten geeignet ist Wasser, einerseits wegen der genau bekannten optischen Eigenschaften, andererseits wegen der hohen Wärmekapazität und der Möglichkeit guter Reinigung. Um den Einfluß der Form des Troges und der Trogwände auszuschalten, ist die Ablenkung nicht durch Drehung des Beobachtungsfernrohrs, sondern durch Einstellen eines kleinen in die Flüssigkeit eintauchenden Spiegels auf gleiche Ablenkung gemessen worden. Die gefundenen Werte sind, bezogen auf Luft und 19° C.

$\lambda$ . . . . . $m\mu$	404,7	435,8	491,6	546,1	589,3	670,8	768,
$n$ . . . . .	2,5464	2,4891	2,4260	2,3875	2,3664	2,3382	2,

H. R. SCH

**Victor E. Shelford and Flody W. Gail.** A Study of Light Penetration in Sea Water Made With the Kunz Photo-Electric Cell With Particular Reference to the Distribution of Plants. S.-A. Publ. Puget Sound Biol. St. 141—176, 1922, Nr. 65. Das Studium der Eindringungstiefe des Lichts, insbesondere des blauen Spektralteils, in Wasser ist von Wichtigkeit für die Größe und Bewegung der Meerestiere und -pflanzen (Davenport 1899). Zur Untersuchung dieser Frage wurden bisher folgende Hauptmethoden angewandt: 1. Secchis Scheibe. Man beobachtet das Verschwinden und Wiedersichtbarwerden einer weißen Scheibe in verschiedenen Wassertiefen. (Niedham und Lloyd 1916.) 2. Photochemische Methode, beruht auf der Schwärzung von lichtempfindlichem Papier, das durch ein Uhrwerk streifenweise der Belichtung ausgesetzt wird. Lichteindrücke wurden auf diese Weise zu 1500 m Tiefe erhalten. 3. Versenken einer Selenzelle, die durch ein Kabel mit einem Schiffsgalvanometer verbunden ist. Nachteile: Beeinflussung durch die wechselnde Wassertemperatur und die lichtelektrische Trägheit. 4. Pyrlimnometer: Man taucht die in das Wasser eindringende Energie durch eine Thermosäule, die abwechselnd Sonnenlicht unmittelbar bzw. nach Versenken in Wasser ausgesetzt wird. Der Pyrlimnometer ist jedoch im Wasser klein und muß mit der Durchlässigkeitskurve der Wassersäule kombiniert werden. — Die von den Verff. in Anwendung gebrachte photoelektrische Meßmethode ist von Temperatureinflüssen frei, gerade für blaues Licht besonders empfindlich und zur Verfolgung wechselnder Lichtintensitäten gut geeignet. Die von ihnen benutzten photoelektrischen Zellen besaßen Kaliumfüllung und waren von Kalium für die zu erwartenden hohen hydrostatischen Drucke aus besonders schwerem Glas mit sehr kleinem Durchmesser gefertigt. Ihre Empfindlichkeit betrug deshalb die Hälfte der normalen Type. Besondere Schwierigkeiten bereitete die Stromzuführung zu den Zellen, insofern die Zuleitungen, um den Dunkeleffekt klein zu halten, die Zellenspannung auch bei den wechselnden hohen Wasserdrücken vorzüglich isolieren mußten. Das hierzu verwendete Kabel von 120 m Länge war ein Doppelkabel mit m



über Gummihülle, das bei den Versuchen in geringen Wassertiefen durch sorgfältig ausgezogene, mit Vaseline gefüllte Gummischläuche an die Zellenelektroden angeschlossen wurde und mit der Zelle von einem kleinen Gasolinboot in das Wasser gehängt wurde. Bei größeren Wassertiefen war die Zelle in einem hölzernen mit klarem Vaseline gefüllten Kasten untergebracht, durch dessen Wand das Kabel sehr sorgfältig geführt war. Allein klares Vaseline erwies sich als sowohl hochisolierend, als auch genügend plastisch, um in alle Hohlräume zu dringen, dabei aber doch Luftblasen zu entweichen zu gestatten. Ein merklicher Dunkelstrom war bei der Zelle, die in der Thermometerbrückenschaltung gebraucht wurde, nicht vorhanden, so daß die Polarisation und der Galvanometernullpunkt stets durch Abdecken der Zelle geprüft werden konnte. Die Eichung der Zellen war in der Universität von Illinois für blaues Licht erfolgt und hatte für die Lichtstromkurve statt einer geraden Linie eine halbparabolische Kurve ergeben. Die Verf. haben mit dieser lichtelektrischen Anordnung die Lichtintensität im Seewasser und seine Durchlässigkeit an verschiedenen Stellenpunkten für Tiefen bis zu 120 m bestimmt und ein sehr umfangreiches Zahlenmaterial gesammelt, wobei sie die aus verschiedener Sonnenhöhe und der Brechung im Wasser folgenden Korrekturen in Rechnung setzten, ferner den wechselnden Lichtverlust an der Oberfläche bei ruhiger und bewegter See durch Kombination einer eingetauchten Zelle mit einer in Luft befindlichen Zelle bestimmten. Die Autoren waren hierdurch in der Lage, den Einfluß rascher Änderungen in der Wasseroberfläche und der Atmosphäre, sowie die absorbierende Wirkung wechselnder Wassertrübungen durch Fremdstoffe zu ermitteln, und zwar unter Benutzung von Farbgläsern auch für verschiedene Farben. Die von ihnen gefundenen, in verschiedenen Punkten von Sverdrups Ergebnissen abweichenden Resultate sind folgende: 1. In klarem, ruhigem Wasser werden um die Mittagszeit etwa 25 Proz. des auffallenden Lichtes an der Wasseroberfläche zurückgehalten. 2. Weitere 25 Proz. werden im ersten Tiefenmeter absorbiert. 3. Nur 8 bis 10 Proz. der eingedrungenen kürzeren Wellenlängen erreichen Tiefen von 10 m. 4. Die Tiefenlage von schwimmenden Schichten wechselt zwischen der Oberfläche und 5 m Tiefe. 5. Ein Einfluß der Beschaffenheit der Meeresoberfläche auf die Tiefengrenze der im Meerwasser lebenden Organismen ist beobachtet worden. 6. Zwischen 5 und 25 m Tiefe liegt das Maximum für Photosynthese während des Tages im blauen Teil des Spektrums. 7. Die Braunalgenzone liegt mit wenigen Annahmen in Tiefen zwischen 8 und 20 m; in der Hauptmenge bei 10 m Tiefe, wo etwa nur noch 10 Proz. der kürzeren Wellenlängen und 1 Proz. der roten Wellenlängen gegenüber dem Sonnenlicht vorhanden sind. 8. Die Rotalgenzone reicht im wesentlichen von 10 bis 30 m Wassertiefe. Die meisten Rotalgen wurden zwischen 15 und 25 m gefunden, wo die kurzen Wellenlängen bis auf 10 bis 2 Proz. des vollen Sonnenlichts und die roten auf 1 bis 0,003 Proz. abgeschwächt sind. 9. Bei bewegter Wasseroberfläche sind die Algenzonen beträchtlich weniger ausgedehnt oder ganz verschwunden.

C. MÜLLER.

Siyendra Ray. On Images obtained by means of a Semi-infinite Object. Phil. Mag. (6) 46, 79—80, 1923, Nr. 271, Juli. Ein Lichtbündel, das durch eine Anzahl paralleler Spalte gegangen ist, die als unabhängige Lichtquellen aufgefaßt werden können, erzeugt ein Bild der Spalte, wenn in den Strahlengang eine beugende Ebene eingeschaltet wird. Wirksam ist in diesem Falle nur das erste Beugungsmaximum.

H. R. SCHULZ.

William Lawrence Bragg. Die Beugung von X-Strahlen durch Kristalle. Vorlesung. Mit 2 Tfln. 12 S. Leipzig, Akademische Verlagsges. m. b. H., 1921.

SCHEEL.

**Enos E. Witmer.** A diffraction phenomenon observed in night photographs. Phys. Rev. (2) **21**, 709—710, 1923, Nr. 6. Die Bilder von Lichtquellen sind häufig von einer graden Zahl von Lichtstrahlen umgeben, deren Entstehen durch die polygonale Form der Irisblende bedingt ist (vgl. auch die Arbeit von Becknell und Coulson, Phys. Rev. **20**, 594 und 607, 1922; diese Ber. S. 194).

H. R. SCHULZ

**Wilder D. Bancroft.** Structural Colours in Feathers. Nature **112**, 243, 1923, Nr. 2807. Während die Farben Schwarz, Rot, Orange, Gelb und Braun bei Federn durch Pigmente hervorgerufen werden, ist die blaue Färbung meist durch Zerstreuung an einem trüben Medium verursacht. Grün entsteht bei nicht irisierenden Federn durch Übereinanderlagerung der Wirkungen eines gelben Farbstoffs und der Zerstreuung an kleinen eingeschlossenen Teilchen, wie durch Auslösen des Farbstoffes oder seine mechanische Beseitigung nachgewiesen werden kann. Schillerfarben (Schwanzfedern des Pfaues, Halsfedern bei Tauben) entstehen durch Interferenzwirkung an Schichten von etwa  $0,5 \mu$  Dicke. Ein lebhaft gefärbtes Pigment kann durch organische Lösungsmittel nicht herausgezogen werden.

H. R. SCHULZ

**Radu Vladesco.** Diffraction de la lumière par les cils. C. R. **176**, 1247—1248, 1923, Nr. 18. Blickt man abends mit halbgeöffneten Lidern gegen eine mehr als 1 Meter entfernte Lichtquelle, so zeigt sich ein helles, gegen die Ebene der Wimpern senkrecht Lichtbündel, in dem man bei genauem Hinschauen abwechselnd helle und dunkle, der Ebene der Wimpern parallele Streifen findet. Diese Streifen entstehen durch Beugung an den Rändern der Schuppen, welche die Oberfläche der Wimpern bilden. Unter Benützung der Angaben von Köl liker über die Größe der Schuppen und ihre Abstände und unter Annahme von 4 mm Abstand zwischen Wimper und der als Schirm dienenden Hornhautoberfläche ergibt die Gitterformel für die Wellenlänge des gebeugten Lichtes eine ins sichtbare Gebiet fallende Größe. Es handelt sich hiernach um eine entoptische Erscheinung, die nach außen verlegt wird. Könnten die notwendigen Messungen genau ausgeführt werden, so wäre in der Natur ein natürliches Beugungsgitter, welches die Wimpern bilden, ein bequemes Mittel für die Bestimmung von Wellenlängen gegeben.

LEV

**H. Schulz.** Spannungsprobleme. Präzision **2**, 169—171, 1923, Nr. 14. Man könnte geneigt sein, die Spannungsverteilung in beanspruchten Konstruktionsteilen durch Beobachtung der Veränderung der optischen Konstanten zu ermitteln. Da aber der Einfluß von Oberflächenschichten (Gußhaut) nicht vollkommen eliminiert werden kann und eine Messung der reflektierten Intensität nicht genügt, um die optischen Konstanten eindeutig zu bestimmen, ist die Beobachtung der Spannungsverteilung an durchsichtigen Modellen vorzuziehen. Bei Benützung von Celluloid muß neben der Eigenspannung noch die zeitliche Änderung der Doppelbrechung bei konstanter Belastung berücksichtigt werden, die bei stärkeren Kräften bis zu 10 Proz. des Anfangswertes betragen kann.

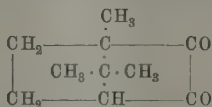
H. R. SCHULZ

**D. H. Brauns.** Optische draaiing en atoomdimensie. Physica **3**, 69—71, 1923, Nr. 3. Nach kurzer Erörterung der bisherigen Versuche, das optische Drehungsvermögen in organischen Substanzen mit anderen physikalischen Eigenschaften in Beziehung zu setzen, insbesondere mit dem Gewicht der asymmetrischen Gruppe (Guye, Tschugaeff), weist Verf. darauf hin, daß bei Untersuchungen der Halogenäivate, von Glucose, Cellose und Xylose, die Zunahme des molekularen sowie des spezifischen Drehungsvermögens bei Ersatz von F durch Cl viel größer sei als bei dem Ersatz von Cl durch Br und Br durch J, während die Atomgewichte

von F zu Cl viel weniger als von Cl zu Br und Br zu J zunehmen. Dagegen sei die Zunahme des spezifischen Drehungsvermögens dieser Verbindungen bei Ersatz F-Cl, Cl-Br, Br-J der Zunahme der Ionenradien der Halogene proportional (Verf. verwendet die Werte von W. L. Bragg). Es sei bemerkenswert, daß diese Beziehung nicht für das molekulare, sondern für das spezifische Drehungsvermögen gelte.

K. HOBORVITZ.

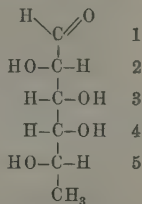
**W. Wedeneewa.** Über Absorption und anomale Rotationsdispersion des Kampferchinons. Ann. d. Phys. (4) 72, 122—140, 1923, Nr. 18. Zur Erforschung des optischen Verhaltens absorbierender aktiver Verbindungen ist besonders Kampferchinon:



geeignet, da es zu den wenigen chemisch wohldefinierten Stoffen gehört, die eine starke Absorptionsbande im sichtbaren Spektrum aufweisen. Es wurde die Rotationsdispersion von Toluollösungen des Kampferchinons visuell und photographisch ermittelt, ferner Elliptizität und Absorption bestimmt. Die Resultate wurden vom Standpunkt der Drudeschen Theorie besprochen, wobei sich herausstellte, daß nur eine Übereinstimmung erzielbar ist, wenn man den Kampferchinon-Absorptionsstreifen aus einer Anzahl enger Streifen zusammengesetzt annimmt. Die Aktivitätskoeffizienten der elementaren Absorptionsstreifen können nicht sehr verschieden und liegen von der Größenordnung  $10^{-8}$  sein.

KAUFFMANN.

**P. Clark.** The structure of fucose. Scient. Pap. Bur. of Stand. 18, 527—534, 1908, Nr. 459. Aus Fucose wurde Methyl-tetronsäure-lacton dargestellt und aus dessen optischen Eigenschaften auf die Lage der Hydroxylgruppe am Kohlenstoffatom 5 geschlossen. Studien über die Amide der Methyltetrone- und der Fuconsäure, sowie über das Fuconsäurelacton gaben Aufschlüsse über die Hydroxyle an den Kohlenstoffatomen 2, 3 und 4. Die Konfiguration der Fucose ist damit aufklärt und gemäß nebenstehender Formel anzunehmen. Beim Fucose wurde die von Hudson aufgefundene Regel benutzt, daß, wenn der vom Lacton einer Zuckersäure gebildete Ring nach rechts zu schreiben ist, das Lacton rechtsdrehend ist. Analoges gilt für die Linksdrehung. Die rechtsdrehenden Amide der Zuckersäuren haben das Hydroxyl am Kohlenstoffatom 2 rechts von der Kohlenstoffkette, die linksdrehenden links.



KAUFFMANN.

**Gerlach.** Materie, Elektrizität, Energie. Die Entwicklung der Physik in den letzten zehn Jahren. VIII und 195 S. Dresden und Leipzig, Verlag von Theodor Steinkopff, 1923 (Wiss. Forschungsber., Naturw. Reihe, herausgegeben von Raphael Ed. Liesegang, Band 7). [S. 1428.]

SCHEEL.

**Kirchberger.** Atom- und Quantentheorie. I. Atomtheorie. Mit 11 Figuren im Text. IV und 49 S. II. Quantentheorie. Mit 11 Figuren im Text. 52 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1922 und 1923 (Math. Bibl., herausgeb. von W. Lietzmann und A. Witting, Band 44 und 45. [14.]

SCHEEL.

**G. Hettner.** Anwendung der Radiometertheorie von E. Einstein auf Westphalschen Radiometermessungen. ZS. f. Phys. **16**, 345–352, 1920, Nr. 5/6. Die Westphalschen Versuche (diese Ber. **1**, 715, 1059, 1920; **2**, 649, 1921) mit Flügel- und Quarzfadenradiometern hatten ergeben, daß der Radiometerschlag  $R$  als Funktion des Druckes  $p$  bei allen untersuchten Gasen ein Maximum bei einem Druck  $p_0$  besitzt und daß die „Radiometerfunktion“, die  $R/R_0$  durch  $x = \ln p/p_0$  ausdrückt, symmetrisch in bezug auf ihr Maximum und für verschiedene Gase und Radiometerkonstruktionen nahezu dieselbe ist. In der vorliegenden Mitteilung wird die inzwischen erschienene Radiometertheorie von E. Einstein (diese Ber. S. 614) auf diese Versuche angewandt. Hierzu ist zunächst Kenntnis des vom Radiometerflügel oder -faden ausgehenden Wärmestroms erforderlich. Dieser läßt sich als Funktion der auffallenden Strahlung und der Wärmeleitfähigkeit des Gases näherungsweise berechnen. Letztere muß als Funktion des Druckes angesetzt werden, da bei den niedrigeren benutzten Drucken die freie Weglänge der Gasmoleküle mit den Flügel- bzw. Fadendimensionen vergleichbar wird. Es ergibt sich für die Radiometerfunktion

$$\frac{R}{R_0} = \frac{2(1+c)}{\frac{p}{p_0} + \frac{p_0}{p} + 2c} = \frac{c+1}{c + \coth x},$$

wo  $c$  eine vom Gas und der Radiometerkonstruktion abhängige Konstante bedeutet. Die Formel ist in guter Übereinstimmung mit den Westphalschen Messungen, sowohl beim Flügel-, wie beim Quarzfadenradiometer. Insbesondere gibt sie das merkwürdige Ergebnis der Versuche, die Symmetrie der Radiometerfunktion, wieder. HETTNER

**William Arthur Bone, Dudley Maurice Newitt and Donald T. A. Townend.** Gaseous Combustion at High Pressures. Part III. — The Energy Absorbing Function and Activation of Nitrogen in the Combustion of Carbon Monoxide. Proc. Roy. Soc. London (A) **103**, 205–232, 1923, Nr. 7 [S. 1504.] JAK

**M. Kahanowicz.** Das Emissionsvermögen einiger Metalle und Oxyde. Atti Lincei Rend. (5) **30** [2], 132–137, 1921. Es zeigt sich bei Oxyden, daß die Formel  $E = kT^n$ , wo  $E$  = Gesamtemissionsvermögen und  $T$  die absolute Temperatur, nicht anwendbar ist, da sich in einem größeren Temperaturgebiet keine bestimmten Exponenten  $n$  und keine Konstante  $k$  finden lassen, die der Gleichung genügen.

Die Verfasserin hat gefunden, daß für Oxyde eine Beziehung der Form  $E = \frac{C}{c} T^4$  (1) welche scheinbar zwei Konstanten hat, die sich aber tatsächlich auf eine reduzieren, da die Konstante  $C$  für die untersuchten Oxyde, nämlich Eisenoxyd, Nickelox, Kupferoxyd und grau platinisiertes Platin, dieselbe Größe hatte, nämlich im Mittel etwa  $1,35 \cdot 10^{-10}$ . Die Konstante  $c$  hatte Wert von 385–603 im untersuchten Temperaturgebiet von 500 bis  $1400^\circ \text{C}$ . Für Metalle findet die Verf. in einem begrenzten Temperaturgebiet die Formel  $E = kT^n$  bestätigt. — Die Versuche wurden so durchgeführt, daß das Versuchsstück in einem Ofen erhitzt wurde, und daß die vom Ofen direkt kommende Strahlung durch Herausblenden beseitigt wurde. Die Strahlung wurde durch aus kleinen planen Blechen bestehenden Metallstücke wurde mittels einer Flußlinse auf ein Thermoelement (nach Art des Feryschen Pyrometers) geworfen und auf diese Weise die Gesamtstrahlung gemessen. Die Verf. erwähnt, daß die Fehler, die von der Strahlung der Ofenwände herrühren, die durch die Versuchsstücke reflektiert wird, sich ganz auf die Konstante  $c$  werfen, und daß man also solche Fehler sofort hätte dadurch entdecken müssen, daß  $c$  nicht konstant war. PIRA

**W. Nicholson.** The Quantum Theory and Isotopes. Phil. Mag. (6) 45, 801 317, 1923, Nr. 269. Verschiedenartige Punkte aus der Quantentheorie der Spektren und des Atombaus sollen näher behandelt werden als bisher geschehen ist. I. Pendelbahnen von seiten der Quantenbedingungen stets zulässig seien und nur wegen der Rücksicht auf Kernzusammenstöße ausgeschlossen würden, alle quantenhaltigen Bahnen aber dieselbe Reihe von Energiewerten ergäben, und Pendelbahnen besonders einfach, also auch besonders leicht analytisch zugänglich sein müßten, bringt der erste Abschnitt eine Behandlung der Pendelbahnen, zunächst mit, dann ohne Rück-  
sicht auf relativistische Massenänderung durchgeführt. Als allgemeine Ergebnisse der weiteren Rechnung sieht der Verf. an: 1. Ein Elektron, das den Kern durchsetzt, tut dies mit Lichtgeschwindigkeit und gelangt jenseits bis zu einem Abstand, der gegen die Dimensionen seiner übrigen Bahn klein ist. 2. Die Aufgabe kann so behandelt werden, als werde das Elektron am Kern selbst aufgehalten. Dies ergibt beträchtliche Vereinfachungen, und man verliere nichts als die Feinstruktur, die als Punkt bezeichnet wird, der für die Aufklärung des Baus verwickelterer Atome oder von Molekülen von geringerer Bedeutung besitze. (Auf das Sommerfeldsche Ergebnis — Spiralbahnen — wird nirgends Bezug genommen.) Die Rechnung ohne Massenveränderlichkeit wird nun unter der Voraussetzung 2. durchgeführt und der einfache Balmerterm erhalten. Offensichtlich handelt es sich um den Grenzfall aller Keplerellipsen, in dem die Bahn zwar noch „außen“ um die Brennpunkte geht, indes in ein doppeltes Durchkreuzen von deren Verbindungsgeraden ausgeartet ist, Ref.). II. Kernstruktur. Das Bohrsche „invertierte Bohrsche Modell“ für ein gedachtes H-Isotop aus zwei H-Kernen und einem Elektron ergibt als Spektrum, wenn die azimutalen Quantenzahlen der äußeren Kerne von  $n_2$  auf  $n_1$  gehen:  $\nu = \frac{9}{16} \cdot \frac{M}{m} \cdot 109\,720 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$ , was in die Größenordnung der Röntgenfrequenzen fällt. III. Spektren von Isotopen. Nachdem die Einheit der Wellenlängenunterschiede hervorgehoben ist, die allein durch Massenunterschiede und Kernmitbewegung entstehen, wird als Beispiel für die Wirkung einer gedehnten Struktur des Kerns das oben angeführte gedachte H-Isotop behandelt, indem das Feld in der Ebene der Kernrotation in genäherter Rechnung behandelt wird. Der Wellenlängenunterschied wird klein gegen die Mitbewegungswirkung. IV. Verwickeltere Kerne. Durch Behandlung eines He-Kernmodells mit rotierenden Nukleonen gewinnt der Verf. die Ansicht, daß die Korrektur wegen ausgedehnter Kernstruktur mit wachsender Ordnungszahl zunehme, worin ein Argument gegen den reinen Wasserstoffaufbau der Kerne liege. Die Überlegungen sollen fortgesetzt werden.

KOSSEL.

**Erhard Buchwald.** Das Korrespondenzprinzip. IV u. 127 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1923. (Sammlung Vieweg, Heft 67.) [414.]

SCHEEL.

**Hertz.** Über die Anregung von Spektrallinien durch Elektronenstoß. Naturwissensch. 11, 778—779, 1923, Nr. 37. Nach der Bohrschen Atomtheorie muß die Anregungsspannung für eine Spektrallinie gleich der Arbeit sein, die erforderlich ist, um das Atom aus seinem Normalzustand in den höheren der beiden stationären Zustände zu bringen, zwischen denen der mit der Emission dieser Spektrallinie verbundene Übergang stattfindet. Während dies Verhalten für die Resonanzlinien seit längerer Zeit experimentell nachgewiesen ist, haben verschiedene Beobachter geglaubt, aus ihren Versuchen den Schluß ziehen zu müssen, daß alle höheren Serienlinien erst oberhalb der Ionisierungsspannung auftreten. Verf. teilt die Ergebnisse von Versuchen mit, aus denen hervorgeht, daß auch die höheren Serienlinien das nach Bohr zu



erwartende Verhalten zeigen. Von den Versuchsbedingungen werden als wesentlich bezeichnet geringe Stromstärke zur Vermeidung von Raumladung, derartige geometrische Anordnung, daß das Eintreten einer selbständigen Entladung auch oberhalb der Ionisierungsspannung verhindert wird, und Benutzung einer Elektronenquelle, der die Potentialdifferenzen zwischen verschiedenen Punkten nicht größer als 0,1 Volt waren. Das plötzliche Auftreten der verschiedenen Linien bei bestimmten Anregungsspannungen ist bisher bei He, Na, Hg, Zn und Tl nachgewiesen worden. Infolge gelingt es z. B., ein Spektrum zu erhalten, in dem nur die Linien 7066, 6678, 585016, 3889 mit großer Intensität vorhanden sind, während die Linien 5048, 4713, 44121, 3964 erst bei Erhöhung der Elektronengeschwindigkeit sukzessive in einer Reihenfolge auftreten, die den aus den Serientermen berechneten Anregungsspannungen entspricht. Bei Ne kann die Gruppe der roten Linien ohne die normalerweise stärkere gelbe Linie, deren Anregungsspannung 0,4 Volt höher ist, erhalten werden. Bei Hg werden mit 8-Volt-Elektronen im Sichtbaren nur das Triplett 5461, 4358, 4077 und die Linie 4077 beobachtet. Zn verhält sich analog. Bei Tl ergab eine vorläufige Messung der Anregungsspannung für die grüne Linie 3,5 Volt, ein weiterer Beweis, daß bei Tl der  $2p_3$ -Zustand der Normalzustand ist. MINKOWSKI

**C. Ramsauer und F. Wolf.** Leuchtdauer der Spektrallinien im erlöschenden Bogen. *Ann. d. Phys.* (4) **66**, 373—395, 1921, Nr. 22. Das Nachleuchten von Spektrallinien beim Verlöschen eines metaldampfhaltigen Lichtbogens wird untersucht. Der Bogen wird durch einen rotierenden Unterbrecher in rascher, regelmäßiger Wiederholung durch Kurzschluß gelöscht und sein Spektrum dicht nach dem Löschen durch Schlitze einer mit dem Unterbrecher rotierenden Scheibe mit dem Auge beobachtet, teils in einem Spektroskop mit Spalt, teils in Lenards spaltlosem Objektivspektroskop. Untersucht sind am eingehendsten die Alkalimetalle, daneben Mg, Ca, Sr, Ba, Cu, Al, Hg. Innerhalb des einzelnen Spektrums haben die Linien der Hauptserie die größte Nachleuchtdauer, dann folgt die erste, dann die zweite Nebenserie. Die bei dieser Beobachtung hervortretende Reihenfolge stimmt also mit der in der Bezeichnung der Serien ausgedrückten Reihenfolge überein, ebenso auch mit der Reihenfolge, die Lenard, Kramsztyk und Hoernle an der räumlichen Verteilung der Emission im Lichtbogen mit dem Objektivspektroskop beobachteten. Innerhalb der einzelnen Serien nimmt die Nachleuchtdauer mit wachsender Laufzahl ab. Bei den Hauptserien, wie natürlich auch bei den Nebenserien, nimmt die Nachleuchtdauer für entsprechende Linien der verschiedenen Alkalimetalle mit dem Atomgewicht zu; dies stimmt mit der Tatsache, daß auch die „Emissivität“ dieser Metallatome mit dem Atomgewicht zunimmt. Zur Deutung wird lediglich die Temperatur herangezogen, durch deren Verteilung vor allem Hoernle die räumliche Verteilung der Emission im Bogen gedeutet hat. Diejenige Emission, die nach Auffassung der Verff. die höchste Temperatur erfordert, von den untersuchten Linien die zweite Nebenserie, erscheint einerseits nach Lenard am weitesten im Innern, sie zeigt andererseits nach diesen Beobachtungen die kürzeste Nachleuchtdauer. — An den *D*-Linien wird der Auslöschvorgang eingehender verfolgt. OLDENBURG

**A. N. Terenin.** The Normal Orbit of the Electron in the Atom of Mercury. *Journ. Russ. Phys.-chem. Ges.* **50**, 51—56, 1922, Nr. 1/3. *Trans. Opt. Inst. Petrograd* **2**, Nr. 11, 1923, 6 S. Problem und Ergebnisse sind bereits nach der Voranreferiert (diese Ber. S. 391). Dearle (*Proc. Roy. Soc.* **92**, 608, 1916; kurzes Referat *Fortachr.* **72** [2], 282, 1918) hatte mit Steinsalzprisma und Thermosäule in 6 cm dicker Schicht von Hg-Dampf von 140 bis 160° C. sieben Absorptionsbanden zwischen 10000 und 20000 Å.-E. gefunden; sehr starke Absorption wurde bei den Frequenzen  $2P$ —

140 Å.-E.) und  $2P - 2s$  (12000 Å.-E.) erhalten; sie bestand noch bei 20° C., bei einer sehr geringen Dampfdichte. Verf. schlug daher in einer früheren Veröffentlichung (Trans. Phys. meeting 4—7, II, Petersb. 1919, B. I reports § 48) vor, neben  $1S$  auch  $2P$  als normale Bahn in einem Teil der Atome des Hg-Dampfes vorhanden sei. Franck und Hertz weisen (Phys. ZS. **20**, 132, 1919) darauf hin, daß so niedrige Anregungs- und Ionisierungsspannungen nie beobachtet worden seien (zu  $2p$  gehören 3,7 Volt), es könne bei Dearle Voranregung durch 1850 Å. gelegen haben. Verf. hält dies nicht für möglich, da der Nernstbrenner diese Wellenlänge nicht mehr gebe und obendrein die Quarzwand sie verschluckt haben würde. Pavlov habe beobachtet, daß mit Elektronengeschwindigkeiten über 22 Volt Energieverluste um 2,5 und 3,5 Volt neben den bekannten (4,9, 6,7, 10,5) auftreten (Ill. Russ. Ac. Sc. S. 1931, 1918). Dearle berichtet ferner (Nature **102**, 477, 1919), daß 10140 „mit Stoßspannungen bis zu 5 Volt herab als Resonanzlinie auftritt“, was aber einen Normalzustand  $2P$  voraussetzt. Eine Betrachtung McLennans (Phys. Rev. **10**, 84, 1918) wird abgelehnt. — Zu photographischer Nachprüfung der Dearle'schen Absorptionsbeobachtung verwendet Verf., da Dicyanin hier nicht mehr sensibilisiert, und für die Phosphoreszenzmethode kein geeignetes Phosphor vorhanden war, mit gutem Erfolg die Aufklärung einer durch sichtbares Licht verschleierte Platte, die sich eine Wellenlänge von 11300 Å. erreichen ließ. Näheres über dies durch Angaben von Millochau (C. R. **142**, 1047, 1906; **143**, 108, 1906; **144**, 725, 1907) angelegte Verfahren wird in Aussicht gestellt. Der Hg-Dampf wird in einer Hartglaskugel mit 10 cm Durchmesser (Hg-Tropfen,  $1\frac{1}{2}$  Stunden bei 1850 mit Gaede-Ölpumpe evakuiert; bezogen) bei Zimmertemperatur, 200° und 360° verwendet. Die Platten wurden in einer Farbstofflösung (nähere Angabe fehlt) gebadet, wenige Sekunden einer elektrischen Lampe exponiert, dann im Spektrographen belichtet. Ein Lichtfilter absorbiert sichtbare bis zu 6000 Å.-E, die nächsten hierauf folgenden Wellenlängen schwärzen, die längeren ergeben ein positives Bild. Die Emission einer Quarz-Hg-Lampe ist sehr kräftig 10140, schwächer 11280, zwischen ihnen einige noch schwächere Linien, die vermutlich mit den von McLennan und Dearle (Phil. Mag. **30**, 633, 1916; Beibl. **40**, 11, 1916; Fortschr. **71** [2], 329, 1915) beobachteten identisch sind. In der Absorption des weißen Lichts einer Kohlenbogenlampe wird ein Absorptionsstreifen bei 10660 Å. Chloroform bei 10660 Å. ausgezeichnet wiedergegeben. Eine Absorption des Hg-Dampfes bei 10140 Å. ist indes auf keine Weise aufzufinden. (Von den Aufnahmen dieser Gattung — die Versuche werden sowohl mit Hilger-Prismen- als mit Steinheil-Gitter-Spektrograph durchgeführt — sind sehr klare Reproduktionen wiederzugeben.) Wenn also  $2P$  demnach nicht als Bahn eines Normalzustandes angesehen werden kann, so sollen doch Versuche angestellt werden, bei denen gleichzeitig mit  $2P$  beleuchtet wird, um zuzusehen, ob  $2P$  sich dann, etwa vermöge besonders langer Lebensdauer, geltend macht.

KOSSEL.

**L. Mohler and A. E. Ruark.** Stages in the excitation of the thallium spectrum. Phys. Rev. (2) **21**, 718, 1923, Nr. 6. Elektronenstoßuntersuchungen in Verbindung mit spektroskopischer Beobachtung ergeben Resultate, die mit den bisherigen Anschauungen über die Konfiguration der drei Valenzelektronen des Thalliums im Einklang stehen. Dem Normalzustand des äußersten Elektrons entspricht der Term  $2p_2$  mit einer Energie von 6,1 Volt. Der Übergang von  $2p_2$  nach  $2p_1$  gibt inelastische Stöße ohne Strahlungsanregung bei 1,0 Volt. Bei 3,3 und 4,5 Volt wird das erste Glied der scharfen und diffusen Nebenserien angeregt. Bei 12 Volt scheint ein neues Linienspektrum, das der Entfernung eines der beiden feststehenden Valenzelektronen zugeschrieben wird.

MINKOWSKI.

**C. C. Kiess and Harriet K. Kiess.** Regularities in the arc spectrum titanium. Journ. Washington Acad. **13**, 270—275, 1923, Nr. 13. Im Spektrum Titans wurden von den Verff. bisher 10 Liniengruppen festgestellt, die teils nach der von Popow, Götze und Loreuser bei den Erdalkalien gefundenen „symmetrischen Triplets“ aus 6 oder 7 Linien, teils analog den Catalanschen Manganmultipletts aus 11 und 13 Linien bestehen. Als Beispiel für den Bau eines solchen Multipletts sei die Gruppe bei  $\lambda = 450 \text{ Å.}$ -E. angegeben. Die Zahlen bedeuten Wellenlängen in Å.-E. Zwischen 2 Linien ist ihre Schwingungszahldifferenz in Klammern beigeschrieben:

		4512,73 (100,30)	4533,25
		(107,73)	(107,63)
	4518,02 (81,80)	4534,78 (100,20)	4555,49
	(85,70)	(85,56)	
4522,80 (62,32)	4535,58 (81,66)	4552,45	
(63,97)	(63,69)		
4527,31 (41,91)	4535,92	4548,77	
(42,30)	(42,52)		
4536,00 (42,13)	4544,69.		

Für die Multipletts sind die Schwingungszahldifferenzen 42,0, 62,3, 81,7 und 100, für die Triplets 170,1 und 216,7 charakteristisch. Die Mehrzahl der so eingeordneten Linien gehören den Kingschen Temperaturklassen I und II an. Insgesamt sind damit 10 Proz. der Linien des Ti-Bogenspektrums eingeordnet. Jo

**F. M. Walters, Jr.** Regularities in the arc spectrum of iron. Journ. Washington Acad. **13**, 243—252, 1923, Nr. 12. Die Terme komplizierterer Spektren sind dadurch ausgezeichnet, daß sie gesetzmäßige Aufspaltungen zeigen. Die Kombination solcher vielfacher Terme führt zu sogenannten Multiplett-Gruppen von Spektrallinien, die die gleichen Frequenzdifferenzen mehrfach aufweisen. Die Auffindung solcher Multipletts ist wichtig für die Ordnung der Spektren. Der Verf. hat im Eisenspektrum vorläufig 212 stärkere Linien in 20 solcher Multipletts angeordnet. Zusammengehörige Linien sind auch dadurch ausgezeichnet, daß sie in die gleiche Temperaturklasse gehören und teilweise gleichartigen Zeemaneffekt zeigen. Zur Aufstellung der 20 Multipletts sind 12 verschiedene Terme nötig. KRATZ

**P. A. Ross.** Change in wave-length by scattering. Proc. Nat. Acad. America **9**, 246—248, 1923, Nr. 7. Die Arbeit berichtet über eine Nachprüfung der von A. Compton entdeckten Erscheinung, daß Röntgenstrahlen, welche unter einem Winkel gestreut werden, hierbei eine Vergrößerung der Wellenlänge erfahren von einem Betrage, der nach der Theorie durch  $\Delta\lambda = 0,0484 \cdot \sin^2 \theta/2$  gegeben, mithin unabhängig von der primären Wellenlänge ist. Verf. untersucht deshalb die Erscheinung für zwei stark verschiedene Wellenlängen, nämlich 1. für die grüne Hg-Linie ( $\lambda = 5461 \text{ Å.}$ ) unter Benutzung eines Lummer-Gehrcke-Interferometers von der Auflösungskraft 360 000. Die Streuung geschieht unter  $\theta = 180^\circ$  an Paraffin, außerdem sind Versuche mit mehrfachen Reflexionen unter nahe  $180^\circ$  zwischen versilberten Glasplatten angestellt. Resultat: keine Änderung der Wellenlänge gegenüber der direkten Strahlung. 2. für die Mo-K-Strahlung ( $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  mit  $\lambda = 0,7078$  bzw.  $0,7121 \text{ Å.}$ ). Das Liniendublett wird photographisch aufgenommen, die Reflexion erfolgt am feststehenden Kalkspatkristall. Der Spektrometerspalt ist so eng, daß das Dublett deutlich getrennt erscheint. Die Aufnahmen wurden so gemacht, daß zunächst in einem besonderen Entladungsrohr das Spektrum der direkten Strahlung photographiert

ann durch kleine Drehung das Spektrometer in den Gang der Strahlung eines  
iten Rohres gebracht wurde, welche zuvor unter  $\vartheta = 90^\circ$  an Paraffin zerstreut  
Der Betrieb der Röhren erfolgte bei 42 kV Scheitelspannung, 60 Perioden und  
die gestreute Strahlung) 25 bis 30 Milliamp. Entladungsstrom mit 60 bis 100  
den Belichtungszeit. — Eine wiedergegebene Aufnahme zeigt deutlich eine  
lenlängenänderung von rund  $0,025 \text{ \AA}$ , daneben aber (wesentlich schwächer) auch  
gestreuten Strahl die ungeänderte Wellenlänge. Verf. weist darauf hin, daß letzterer  
und im Zusammenhang mit dem negativen Ergebnis bei  $\lambda = 5461$  stehen möchte  
sieht eine mögliche Erklärung darin, daß einige Elektronen fest an den Atom-  
gebunden seien. Er hebt weiter hervor, daß in der gestreuten Strahlung die  
en sehr unscharf sind (im Gegensatz zum direkten Bild ist hier von einer  
nnung des Dubletts  $\alpha_1, \alpha_2$  keine Rede) und hofft, hieraus Aufschluß über die Be-  
nung des streuenden Elektrons erhalten zu können. — Weitere Versuche mit  
eren streuenden Substanzen bei verschiedenen Winkeln und Wellenlängen werden  
Aussicht gestellt. Die Winkelabhängigkeit soll nach einer kurz angedeuteten  
mode untersucht werden, welche von der selektiven Absorption in einem Yttrium-  
r Gebrauch macht.

KULENKAMPFF.

r. Auwers. Spektrochemische Notizen. Chem. Ber. **56**, 1672—1682, 1923,  
7. [S. 1440.]

KAUFFMANN.

uthy. Spectre d'absorption ultraviolet du glyoxal. C. R. **176**, 1547—1548,  
, Nr. 22. Glyoxal  $\text{HC}-\text{CH}$  zeigt in Hexanlösung ein ultraviolettes Absorptions-



trum, das sich in drei Regionen teilt. In der ersten zwischen  $\lambda = 4613$  bis  
 $\text{\AA}$ -E. treten folgende 17 schmale Banden auf.  $\varepsilon$  bedeutet den molekularen  
nktionskoeffizienten.

	$1/\lambda$	$\varepsilon$	$\lambda$	$1/\lambda$	$\varepsilon$	$\lambda$	$1/\lambda$	$\varepsilon$
B	21 678 $\text{cm}^{-1}$	3,5	3935	25 413 $\text{cm}^{-1}$	1,3	3359	29 771 $\text{cm}^{-1}$	1,22
B	22 306	2,8	3863	25 887	1,2	3301	30 294	1,3
O	23 195	2,4	3768	26 539	1,0	3187	30 377	1,5
D	23 881	1,8	3670	27 248	1,0	3154	31 706	1,6
B	24 420	1,7	3542	28 233	1,1	3119	32 062	1,8
B	24 919	1,4	3487	28 678	1,15			

e Banden lassen sich in vier Serien äquidistanter Banden zerlegen, deren mittleres  
rall  $1/\lambda \text{ } 1480 \text{ cm}^{-1}$  beträgt. Die zweite Region liegt im mittleren Ultraviolett  
 $\lambda = 2800$ , wo eine sehr breite Bande mit einem  $\varepsilon$ -Wert von 2,5 auftritt. Der  
aldehyd besitzt in derselben Region gleichfalls eine breite Bande, nur daß  $\varepsilon$   
er und gleich 6,2 ist. Im äußeren Ultraviolett findet sich eine weitere breite  
e, für deren Maximum ungefähr  $\lambda = 1950$  und  $\varepsilon = 35$  ist.

KAUFFMANN.

laume C. Lardy. Spectre d'absorption ultraviolet du diacétyl. C. R.  
1548—1550, 1923, Nr. 22. Das Absorptionsspektrum von in Hexan gelöstem  
etyl  $\text{CH}_3-\text{C}-\text{C}-\text{CH}_3$  besteht in einer ersten Region zwischen 4512 und 4054  $\text{\AA}$ -E.



vier schmalen Banden. Dieselben sind weniger gut voneinander getrennt als

jene, welche das Glyoxal in der gleichen Region aufweist. (Vgl. vorangehen Referat.) Die Lage der Banden und die molekularen Absorptionskoeffizienten s

$\lambda$	$1/\lambda$	$\epsilon$	$\lambda$	$1/\lambda$	$\epsilon$
4512	22 163 cm <sup>-1</sup>	20,5	4011	23 579 cm <sup>-1</sup>	19,5
4380	22 831	18,75	4954	24 667	15

Im mittleren Ultraviolett, bei  $\lambda = 2800$ , tritt eine Bande auf, die mit der des Ace in der gleichen Region vergleichbar ist. Für das Maximum ist beim Diac  $\epsilon$  gleich 13,6, beim Aceton = 15,8. Im äußeren Ultraviolett steigt die Absorpti kurve mehr und mehr an; wahrscheinlich existiert hier eine Bande, welche der  $\lambda = 1950$  gelegenen des Glyoxals entspricht. Beim Vergleich des Diacetyls mit Glyoxal findet man, daß der Eintritt des Methyls die schmalen Banden der er Region verbreitert und die Werte von  $\epsilon$  auf über das Drei- bis Vierfache erhöht. Die Lage der Banden ist dieselbe.

KAUFFM.

**F.W.Klingstedt.** Spectre d'absorption ultraviolet de la paraquinone. C 176, 1550—1552, 1923, Nr. 22. Das Absorptionsspektrum von in Hexan gelö

Parachinon  $O=C \begin{array}{c} \text{CH=CH} \\ \text{CH=CH} \end{array} C=O$  besteht im sichtbaren Gebiet vom Grün zum Violett aus 14 schmalen Banden, die sich in folgende drei Serien anord lassen:

Serie I			Serie II			Serie III	
$\lambda$	$1/\lambda$	$\epsilon$	$\lambda$	$1/\lambda$	$\epsilon$	$\lambda$	$1/\lambda$
5388	18 560 cm <sup>-1</sup>	1,4	5258	19 019 cm <sup>-1</sup>	1,5	4424	22 604 cm <sup>-1</sup>
4805	20 812	15	5000	20 000	12	4202	23 798
4577	21 848	19,6	4734	21 121	9		
4350	22 988	16,8	4495	22 247	14,5		
4135	24 184	12,6	4262	23 463	13,5		
			4055	24 661	9,5		
			3906	25 602	7,2		

Aus diesen Serien lassen sich äquidistante Banden mit dem mittleren Abst 1180 cm<sup>-1</sup> herauslesen. Diese schmalen Banden liegen in derselben Region wie l Glyoxal und Diacetyl. Im mittleren Ultraviolett zeigt das Parachinon bei  $\lambda =$  eine breite Bande mit  $\epsilon = 350$ , welche die gleiche Lage einnimmt und die gle Form hat wie die des Benzaldehyds und des Acetophenons. Im äußeren Ultravio bei  $\lambda = 2410$  tritt eine sehr starke Bande mit  $\epsilon = 2000$  auf, die sich bei s Verbindungen mit zwei oder drei Äthylenbindungen vorfindet.

KAUFFM.

**Alexander Killen Macbeth and Norah Irene Maxwell.** The Quantitat Absorption of Light by Simple Inorganic Substances. Part II. Chloride of Arsenic, Antimony, and Bismuth. Journ. Chem. Soc. 370—375, 1923, Nr. 724. Verff. haben Extinktionskoeffizienten spektrophotometr bestimmt und zunächst am Beispiel einer alkoholischen Azobenzollösung geprüft, nach der von ihnen angewandten Untersuchungsmethode große Konzentrationsu schiede (von N/500 bis N/80000) ohne Einfluß auf diesen Koeffizienten sind.



kein Verdünnungseffekt und die Gültigkeit des Beerschen Gesetzes beobachtet. Eigentlichen Untersuchung wurden salzsaure Lösungen der Trichloride von Arsen, Mon und Wismut unterworfen. Sie absorbieren im Ultraviolett, die beiden allgemein, die dritte selektiv. Der molekulare Extinktionskoeffizient steigt mit Atomgewicht der drei Elemente.

KAUFFMANN.

**Purvis.** The absorption of the ultra-violet rays by phosphorus and some of its compounds. Proc. Cambridge. Phil. Soc. **21**, 566—567, 1923.  
**5.** Triphenylphosphin  $P(C_6H_5)_3$  zeigt in sehr verdünnten Lösungen eine schwache Bande und starke allgemeine Absorption. Das Zentrum der Bande liegt bei  $\lambda$  2630. Der Dampf zeigt bei 140° und 740 mm eine sehr schwache Bande zwischen 2500 und 2300. Phosphordampf gibt keine Bande, dagegen allgemeine Absorption, die bei einer Schichtlänge von 100 mm und einer Temperatur von 150° fähr bei  $\lambda$  2500 einsetzt und mit steigender Temperatur sich nach längeren auset. Phosphin,  $PH_3$ , zeigt ebenfalls keine Bande und Undurchlässigkeit von etwa 0 ab. Auch Phosphortrichlorid liefert keine Banden; in der 100-mm-Röhre werden 70° die Strahlen bis  $\lambda$  2180 durchgelassen. Weder im Phosphor noch in seinem Chlorid oder Chlorid haben die Elektronen des Elements genügende Freiheit, spezifische Absorptionen in der ultravioletten Region hervorzurufen. Im Triphenylphosphin ist die Absorption auf die Benzolkerne zurückzuführen.

KAUFFMANN.

**Forschun und C. Roll.** Absorptionsspektren des Pyrrols und seiner Derivate. (Zweite Mitteilung.) Einfluß der Methylgruppen auf die Absorptionsspektren des Pyrrols und seiner Derivate. Bull. Soc. Chim. de France **3**, 55—67, 1923. Untersucht wurden die Spektren der Ester folgender Verbindungen: 2, 5-Dimethyl-, 2, 3, 5-Trimethyl-, 1, 2, 5-Trimethyl- und 1, 2, 3, 5-Tetramethyl-4-carbonsäure, 2, 5-Dimethyl- und 2, 3, 5-Trimethyl-1-amino-pyrrol-4-carbonsäure, 2, 5-Dimethyl- und 1, 2, 5-Trimethylpyrrol-3, 4-dicarbonsäure, 2, 5-Dimethyl- und 2, 3, 5-Trimethyl-1-ureidopyrrol-4-carbonsäure; 1, 2, 5-Trimethylpyrrol. Es ergab sich, daß die Einführung von  $CH_3$  in 1(N) Verschiebung der Absorptionskurve nach kürzeren Wellenlängen bewirkt; sind zwei Banden vorhanden, so fließen sie zu einer einzigen zusammen, die mit zunehmender Schichtdicken absinkt. Bei Substitution von  $CH_3$  in 3 findet Verlagerung nach Rot statt, während gleichzeitig eine Bande sinkt, die zweite steigt.  $CH_3$  in 4 und 5 verschieben die Kurve nach Rot. 3  $CH_3$  in 1, 2 und 5 vermehren die Intensität der Absorption nur sehr wenig.

\* RICHTER.

**Gibson, H. J. Mc Nicholas, E. P. T. Tyndall, M. K. Frehafer and W. E. Newson.** The spectral transmissive properties of dyes: I. Seven per cent food dyes, in the visible, ultra-violet, and near infra-red. Scient. Bureau of Stand. **18**, 121—184, 1922, Nr. 440. Zur Messung der optischen Durchlässigkeit wurden vier einander ergänzende Methoden angewandt; eine photographische Methode im Bereich von 240 bis 500  $m\mu$ , eine photoelektrische für 380 bis 600  $m\mu$ ; eine Thermoelektrische für 436 bis 710  $m\mu$  und eine thermoelektrische für 600 bis 1360  $m\mu$ . Zur Bezeichnung der ermittelten Größen wird folgende Nomenklatur eingeführt. Transmission  $T$  einer Zelle und ihres Inhalts wird definiert als Verhältnis der durch die Zellenoberfläche gehenden Strahlungsintensität zu der durch die erste Oberfläche gehenden. Transmittance  $T$  des Zelleninhaltes wird definiert als das Verhältnis der durch die zweiten inneren Zellenoberfläche einfallenden Strahlungsintensität zu der durch die erste innere Oberfläche gehenden (Absorption  $\equiv 1 - T$ ). Ferner:  $[^{sol} T]$  Transmission der die Lösung enthaltenden Zelle,  $[^{sov} T] \equiv$  Transmission derselben

das reine Lösungsmittel enthaltenden Zelle.  $\left[ \frac{\text{sol } T'}{\text{sov } T'} \right] \equiv \left[ \frac{\text{sol } T}{\text{sov } T} \right] \equiv T \equiv \text{Transmissivität. } t = \frac{b}{c} \sqrt{T} \text{ — spezifische Transmissivität, } b = \text{Schichtdicke der Lösung, } c = \text{Konzentration der gelösten Substanz, } k = -\log_{10} t = -\frac{1}{bc} \log_{10} T = \text{spezifischer Transmissivitätsindex. Die gereinigten untersuchten Farbstoffe waren: Naphtholgelb Ponceau 3 R, Orange I, Amaranth, Erythrosin, Lichtgrün SF gelblich, Indigoblau, Essigsäure. Da sie alle gegen H-Ionen empfindlich sind, wurden sie zwecks sicherer Reproduktion nicht in Wasser allein, sondern in solchem, das 0,01 Mol. Natriumacetat, 0,01 Mol. Essigsäure enthielt, gelöst. Durch zahlreiche Diagramme werden die Absorptionskurven, die lediglich zu analytischen Zwecken bestimmt wurden, wiedergegeben.}$

KAUFFMANN

**J. Cabrera.** Über die Grenzen der Absorption der *K*-Serie bei einwertigen Elementen. *Anales soc. espanola Fis. Quim.* **21**, 245—252, 1923. Der Verf. rekapituliert kurz die Meßmethoden und stellt die Absorptionsgrenzen für die Elemente der Ordnungszahlen 55 bis 73 zusammen, wobei seine bei de Broglie mit M. von Urbain ausgeführte Versuchsreihe die vollständigste ist und mit den weitest systematischen Messungen früherer Autoren gut übereinstimmt. Die Coolidge-Röhre mit Wolframantikathode oder die Gasröhre mit Platinantikathode steht in einem schirmwandigen Bleikasten, der einen dünnen Schlitz in der Höhe der Antikathode hat. Die zu untersuchende absorbierende Substanz bedeckt den Schlitz vollständig. Die Strahlen werden analysiert mittels eines langsam rotierenden Steinsalzkrystals, wobei die Strahlen der *K*-Serie von Pt und W als Bezugslinien benutzt werden. Um die Absorption von Hafnium zu messen, werden 3 mm dicke Platten von Zirkon verschiedener Provenienz benutzt. Mit steigender Ordnungszahl entfernt sich der Moseley'sche Ausdruck  $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$  merklich von der einfachen linearen Beziehung  $\sqrt{\frac{\nu}{R}} = Z - b$ , die für Elemente mit der Ordnungszahl  $Z \leq 60$  gilt.

\* W. A. R.

**A. R. Olson, Elmer Dershem and H. H. Storch.** X-ray absorption coefficients of carbon, hydrogen and oxygen. *Phys. Rev.* (2) **21**, 30—37, 1923, Nr. 1. Die Verf. messen an spektral zerlegter Röntgenstrahlung im Bereich  $\lambda = 0,24$  bis  $0,98$  Å die Schwächungskoeffizienten von Wasser, Benzol, Xylol, Mesitylen, Heptan und Cyclohexanol und finden, daß diese stets ein Gesetz von der Form  $\mu = A + B \cdot \lambda^3$  befolgen. Bezogen auf die Masseneinheit der Elemente ergeben sich folgende Werte:  $\mu_H = 0,28 \cdot \lambda^3$ ;  $\mu_C = 0,18 + 1,01 \cdot \lambda^3$ ;  $\mu_O = 0,16 + 2,785 \cdot \lambda^3$ . Die Werte für C und O zeigen eine gute Übereinstimmung mit Ergebnissen, die von Hewlett an Graphit und flüssigem Sauerstoff direkt gemessen wurden, bestätigen die Gültigkeit des Additivitätsgesetzes, wonach die Absorption eines Moleküls gleich der Summe der Absorptionen seiner Atome ist. Wasserstoff scheint für Wellenlängen unterhalb  $0,65$  Å.-E. dem Gesetz nicht zu folgen. Vielmehr bleibt der Massenschwächungskoeffizient für  $\lambda = 0,4$  Å.-E. nahezu konstant.

BARNES

**M. de Broglie et A. Dauvillier.** Sur un nouveau phénomène d'absorption observé dans le domaine des rayons X. *C. R.* **174**, 1546—1548, 1922, Nr. 1. Die Verf. haben schon früher über Beobachtungen von Absorptionslinien bei schwachen Elementen berichtet (vgl. diese Ber. **2**, 1065 und 1168, 1921), die bei Aufnahmen von Absorptionsspektren gemacht wurden. Hier handelt es sich um helle Linien, die im *L*-Emissionsspektrum des Ba auftraten, ohne daß sich eine Absorptionsbande zeigte.

fallen jedoch der Wellenlänge nach mit den von Lindsay beobachteten Absorptionen des Ba  $L_1 = 2356,0 \times 10^{-11}$  cm und  $L_2 = 2199,0 \times 10^{-11}$  cm (2357,7 und 2199,5 nach Lindsay) zusammen. Eine bestimmte Erklärung für die Entstehung dieser Linien geben die Verf. nicht.

BEHNKEN.

de Broglie. Sur la théorie de l'absorption des rayons X par la matière. Le principe de correspondance. C. R. 173, 1456–1458, 1921, Nr. 26. Verf. hat schon früher (vgl. diese Ber. 2, 1151, 1921) für den atomaren Absorptionskoeffizienten für Röntgenstrahlen die Formel abgeleitet:

$$\mu_{at} = \frac{\alpha}{8 \pi k c} \cdot \lambda^3 \cdot \sum_p n_p \cdot E_p^2$$

$k$  = Boltzmannsche Konstante,  $c$  = Lichtgeschwindigkeit,  $E_p$  = Energie der  $p$ ten Elektronenschicht,  $n_p$  = Anzahl der Elektronen dieser Schicht).  $\alpha$  war definiert durch die Wahrscheinlichkeit  $A_{12}$  des Überganges eines Atoms aus dem angeregten Zustande der Energie  $\varepsilon_1$  in den normalen mit der Energie  $\varepsilon_2$  bei der Temperatur  $T$ , entsprechend dem hypothetischen Ansatz  $A_{12} = \alpha(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \cdot T$ . Mit Hilfe des Bohrschen Korrespondenzprinzips läßt sich  $\alpha$  berechnen und somit die Theorie prüfen. Betrachtet man  $N$  Atome bei der Temperatur  $T$  hinsichtlich relativ niedriger Frequenzen  $\nu$ , so sind die klassischen Strahlungsgesetze anzuwenden, so entspricht es dem Korrespondenzprinzip, für die Emission von  $\nu$  an Stelle der Atome klassische Oszillatoren der Frequenz zu setzen, welche dann nach der klassischen Theorie in der Zeiteinheit die Energie  $N \cdot \frac{8 \pi^2}{c^3} \cdot k \cdot \frac{e^2}{m} \nu^3 \cdot T$  aussenden würden. Nach der Quantentheorie ist die Energie  $= N \cdot \alpha \cdot h^2 \cdot \nu^3 \cdot T$  entsprechend der oben gemachten Annahme. Durch Gleichsetzung beider Ausdrücke folgt:

$$\alpha = \frac{8 \pi^2}{c^3} \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{k}{h^2} \quad \text{und} \quad \mu_{at} = \frac{\pi}{c^4} \cdot \frac{e^3}{m} \sum_p n_p \cdot \nu_p^2 \cdot \lambda^3,$$

für  $E_p$  gesetzt ist  $h \cdot \nu_p$ . Unterhalb der  $k$ -Bande wird dieser Ausdruck:

$$(\mu_{at})_K = \frac{\pi}{c^4} \cdot \frac{e^3}{m} \cdot \nu_K^2 \cdot \lambda^3 \left[ n_K + n_L \left( \frac{\nu_L}{\nu_K} \right)^2 + n_M \left( \frac{\nu_M}{\nu_K} \right)^2 + \dots \right]$$

für  $\nu_K$  kann  $R \cdot N^3$  gesetzt werden.

$$\left[ R = \frac{2 \pi^2 m e^4}{h^3} = \text{Rydbergfrequenz, } N = \text{Atomzahl.} \right]$$

Die Konstante des Gesetzes von Bragg-Peirce  $\mu_{at} = A_K \cdot \lambda^3 \cdot N^4$  ergibt sich somit

$$A_K = \frac{\pi}{c^4} \cdot \frac{e^3}{m} \cdot R^3 \quad \left[ n_K + n_L \left( \frac{\nu_L}{\nu_K} \right)^2 + \dots \right]$$

zahlenmäßig für  $n_K = 2$ ,  $n_L = 8$ ,  $n_M = 18$  usw.  $A_K = 2,32 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ , während die Messungen von Richtmyer (vgl. diese Ber. 2, 1242, 1921) den Wert  $2,3 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$  ergeben. Eine genaue Kenntnis der Absorptionssprünge würde die Verteilung der Elektronen der  $L$ -Schicht auf die einzelnen Unterschichten  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  ermitteln gestatten.

BEHNKEN.

von Mie. Echte optische Resonanz bei Röntgenstrahlen. ZS. f. Phys. 15, 57, 1923, Nr. 1. Es ist streng zu unterscheiden zwischen optischer Resonanz und Absorption. Der Unterschied besteht darin, daß bei der Resonanz erregende und reflektierte Schwingung kohärent sind und eine gesetzmäßige Phasendifferenz aufweisen,

bei der Fluoreszenz dagegen nicht. Theoretisch ist die Existenz von Resonanz bei Röntgenstrahlen vorauszusagen und müßte sich als selektive Reflexion zeigen. Verf. beobachtete solche selektive Reflexion an rotierenden Kristallen von Zinkblei, Bleiglanz und Wismut in Form von breiteren Streifen im Gegensatz zu den schmalen Linien der Fluoreszenzstrahlung. Die Verbreiterung betrug beim Bleiglanz (1,098 Å, 0,84 Å) beiderseits etwa 3 Proz. Die Lage der Streifen entsprach den stärksten Linien der *L*-Serie. Verf. glaubt dieses Phänomen als gedämpfte Resonanz ansprechen zu müssen und stellt weitere Untersuchungen in Aussicht.

BEHN

**Svein Rosseland.** On the Theory of Ionization by Swiftly Moving Electrified Particles and the Production of Characteristic X-Rays. Phil. Mag. (6) 45, 65—83, 1923, Nr. 265, Januar. [S. 1450.]

BEHN

**A. Sommerfeld.** Regularities in the screening constants of Röntgen spectra. Journ. Opt. Soc. 7, 503—508, 1923, Nr. 7. [S. 1415.]

Kos

**L. W. McKeehan.** X-rays crystallography: x-ray wave lengths, space-lattice dimensions and atomic masses. Science (N. S.) 56, 757—759, 1922, Nr. 1461. Mitteil. enthält eine Kritik der für die Röntgenstrahlenspektrometrie und Kristallometrie grundlegenden Zahlenwerte. Verf. geht aus von der Gitterkonstante von Calcit, für welche er aus der Loschmidtschen Zahl, der Dichte, dem Achsenverhältnis und dem Molekulargewicht als wahrscheinlich besten Wert  $d_{\text{CaCO}_3} = 3,02855 \times 10^{-8}$  cm berechnet. Hieraus berechnet er die Gitterkonstante des Steinsalzes mit Hilfe des Siegbahn bestimmten Verhältnisses beider Größen 1,076417 zu  $d_{\text{NaCl}} = 2,81355 \times 10^{-8}$  cm. Unter Zugrundelegung dieser Werte bedarf die Siegbahnsche Standardbestimmung von  $K\alpha_1$  des Cu einer Korrektur. Verf. hält  $\lambda = 157,056 \times 10^{-11}$  cm für den besten Wert. Geht man aus von den anderweitig bestimmten Werten der Quantenkonstante und mißt nun zusammengehörige Werte von Spannungen und Grenzwellenlängen kontinuierlichen Spektrums, so gelangt man innerhalb der Genauigkeitsgrenze, in welcher  $h$  bekannt ist, zu dem gleichen Wert für  $d_{\text{CaCO}_3}$ , nämlich  $d = 3,0303 \times 10^{-8}$  cm. Verf. empfiehlt, bis auf weiteres mit folgenden Werten zu rechnen:  $d_{\text{CaCO}_3} = 3,028 \times 10^{-8}$  cm, Anzahl der Moleküle im Mol =  $6,0594 \times 10^{23}$ ;  $K$ -Strahlung vom Mo:  $\alpha_1 = 0,70783 \times 10^{-8}$  cm,  $\alpha_2 = 0,71212 \times 10^{-8}$  cm.

BEHN

**Glocker.** Die Verwendung der Röntgenstrahlen zur quantitativen chemischen Analyse (nach Versuchen gemeinsam mit W. Frohmayer). Fortschr. auf d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 90—92, 1923, Kongreßheft. Angabe eines neuen Verfahrens zur quantitativen chemischen Analyse durch Intensitätsmessungen im Röntgenabsorptionsspektrum. Mitteilung der Zahlenwerte für die hierbei auftretende charakteristische Konstante für die Elemente  $Z = 42$  bis  $Z = 82$ . Als Beispiel wird die Bestimmung des Bariumgehaltes einer Glassorte angeführt: es ergibt sich 5,3 Proz. Barium, während die chemische Analyse 5,8 Proz. liefert.

GLOCKER

**Harry Schmidt.** Zur Frage der korpuskularen Phosphoreszenz. Vorläufige Mitteilung. Wissensch. u. Ind. 1, 2—5, 1922. Zur Untersuchung der korpuskularen Phosphoreszenz (vgl. Volmer, ZS. f. Elektrochem. 18, 1086, 1913) dient ein Apparat, dessen Abbildung und Beschreibung im Original nachzulesen ist. — Die Erscheinung der korpuskularen Phosphoreszenz kommt sämtlichen Alkali- und Erdalkalichloriden vor. Durch Feuchtigkeitsgehalt wird der Effekt derart beeinflußt, daß die Intensität der Strahlung anfangs größer ist, aber schneller abklingt. Die Abklingungskurven hängen von der Art der phosphoreszierenden Substanzen.

\*J

**Wegscheider.** Über Chemilumineszenz. *Rec. trav. chim. Pays-Bas.* **42**, 587, 1923. Verf. nimmt zwei verschiedene Arten von Chemilumineszenz an. Bei Chemilumineszenz 1. Art wird ein Teil der bei der Reaktion frei werdenden Energie unmittelbar ausgestrahlt. Die Strahlung geht weder von den Anfangs- noch von den Produkten aus, sondern von einem Zwischenglied und braucht daher gar keinem isolierbaren Körper zu entsprechen. Bei der Chemilumineszenz 2. Art wird ein Teil der bei der Reaktion frei werdenden Energie auf Moleküle übertragen, die nicht an der Reaktion beteiligt sind, so daß von ihnen Licht emittiert wird. Die Strahlung entspricht also einem ganz bestimmten chemischen Individuum. Nach **Haber und Zisch** (*ZS. f. allg. Physiologie* **9**, 302, 1921) wird diese Strahlung nicht durch die Reaktion bewirkt, sondern sie wird ebenso wie die Temperaturstrahlung durch Zusammenstöße der Moleküle hervorgerufen. Verf. erblickt einen Unterschied zwischen Chemilumineszenz 2. Art und Temperaturstrahlung darin, daß bei der Chemilumineszenz die Systeme nicht in vollkommener Unordnung befinden und daher das Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilungsgesetz und der Gleichverteilungssatz der Energie auf verschiedene Freiheitsgrade nicht erfüllt sind. Den Betrachtungen liegt die Annahme zugrunde, daß die Erregung des Leuchtens durch kinetische und durch chemische Energie gleich wahrscheinlich ist. Der Versuch von **Haber und Zisch** an mit verdünntem NC-Dampf in Cl wird nach diesen Auffassungen gedeutet. \***JOSEPHY.**

**Butsky und H. Zocher.** Über das Wesen der Chemilumineszenz. *ZS. f. phys. u. chem.* **29**, 308—312, 1923, Nr. 7 (13/14). Chemilumineszenz kann auf zweierlei Weise von Ursachen zurückgeführt werden. Die durch die Reaktion entstehenden Produkte können entweder, falls sie selbst Emissionsvermögen besitzen, direkt die durch die Reaktion entstammende Energie in Form von Licht abgeben, oder aber sie übertragen diese auf andere emissionsfähige Moleküle, seien es Reaktionskomponenten, oder Fremdstoffe, die dadurch zum Leuchten gebracht werden. Als solche Fremdstoffe können, wenn man Silico-oxalsäure oder Oxydisilin sich oxydieren läßt, fluoreszierende Farbstoffe wie Rhodamine oder Isochinolinrot dienen. Die Farbstoffe übertragen von den in Oxydation befindlichen Siliciumverbindungen, an welchen sie adsorbiert sind, die sie zum Leuchten befähigende Energie. **KAUFFMANN.**

*Nat. Res. Council* **5**, 1923, Nr. 5 (30). Selected topics in the field of luminescence. Chapter I, **Ernest Merritt.** Theories of luminescence, S. 5—27. Chapter II, **C. D. Child.** The fluorescence of gases, S. 28—42. Chapter III, Luminescence at high temperatures, S. 43—51. Chapter IV, **Ernest Merritt.** Luminescence and photoactivity, S. 52—60. Chapter V, **Ernest Merritt.** Fluorescence and chemical change, S. 61—65. Chapter VI, **Ernest Merritt.** Miscellaneous topics, S. 66—78. Chapter VII, **J. A. Becker.** Bibliography of luminescence, S. 79—126. Das Buch zählt in übersichtlicher Weise die einschlägige Literatur bis zur Gegenwart auf und bespricht die einzelnen Fragen klar, fesselnd und eingehend. Im ersten Kapitel behandelt E. Merritt, nach Erklärung des Wiedemann-Begriffs der Lumineszenz, der Reihe nach die Theorie von Lenard und die von Lenard, die thermodynamischen Betrachtungen Kennards und die Entwicklungen von Perrin. Er geht ausführlich auf die photochemische Theorie Perrins ein, welche die Lumineszenz als Folge einer photochemischen Zersetzung auffassen will, aber noch auf sehr unsicherer experimenteller Grundlage ruht. Eine ausgezeichnete Schilderung der Lumineszenz der Gase gibt C. D. Child. Er erklärt die Erscheinung der Resonanzstrahlung und das Resonanzspektrum und führt das Verhalten der Dämpfe von Jod, Natrium, Kalium, Rubidium, Quecksilber, Brom usw. vor. Er legt die daraus auf



Grund des Bohrschen Modells entspringenden Anschauungen über die Trägerfluoreszenzstrahlung dar, geht auf mögliche Beziehungen zwischen Ionisation Fluoreszenz ein und beschäftigt sich mit der Frage, ob die Ausstrahlung von Ionisation oder der Wiedervereinigung herrührt. Die Frage ist wohl in letztem Sinne zu beantworten, obgleich die Beweise dafür noch nicht völlig sicher sind. Weiteren werden Polarisation der Fluoreszenzstrahlung, zerstreute und regelmäßige Reflexion, Fluoreszenz im magnetischen Feld und Nachleuchten in Gasen behandelt. E. L. Nichols stellt die Erfahrungen über die Lumineszenz bei hohen Temperaturen zusammen und beschreibt sie an Hand von Metalloxyden und -sulfiden. Zwei Artikel entstammen der Feder von E. Merritt und nehmen Stellung zu noch genügend geklärten Fragen wie: Lumineszenz und Photoaktivität, Fluoreszenzchemische Veränderung, polarisierte Fluoreszenz, die Zentren der Lumineszenz, Erdalkaliphosphore, Einfluß des Drucks auf dieselben, Borsäurephosphore, Wirkung des Lichts auf die Dielektrizitätskonstante der Siodotblende, Leitvermögen beleuchteter phosphoreszierender Materialien. Den Schluß bildet eine von J. A. Becker verfaßte vollständige Literaturlisten, welche von 1906 bis 1922 reicht und sich auf 100 Abhandlungen auch auf Bücher erstreckt. KAUFFMANN

**H. P. Waran.** Luminous Pulsations in the Glow of Phosphorus. Phil. (6) 45, 1132—1139, 1923, Nr. 270. Tritt eine geringe Menge Sauerstoff zu Phosphordampf, der sich in evakuierten Apparaten befindet, so kann man im Zeitabstand mehreren Sekunden sich wiederholende leuchtende Blitze beobachten. Nach dem Zünden der Gasblase zeigt sich ein anfängliches Leuchten, das rasch abfällt und dann völlige Dunkelheit weicht. Hierauf setzen die Blitze mit gradweise abnehmender Periode ein und gehen in ein schwaches Glühen über, das allmählich verschwindet. — Die Erscheinung ist so zu erklären, daß beim ersten Sauerstoffandrag der Phosphor verbraucht wird und dabei das anfängliche Leuchten ergibt. In dem Maße wie Phosphor als feine Haut die Gefäßwand bedeckt, aufs neue verdampft und jeweilig die kritische Verbindungsverhältnis erreicht, stellt sich das blitzartige Aufleuchten ein. Die Sauerstoffmenge nimmt dabei ab, und da infolgedessen die zur Erreichung des kritischen Verbindungsverhältnisses erforderliche Phosphormenge in immer kürzer werdender Zeit verdampft, vermindert sich die Periode der Blitze. KAUFFMANN

**Erich Tiede und Henriette Tomaschek.** Röntgenanalyse lumineszierender besonders flammenerregbaren Borstickstoffs. ZS. f. Elektrochem. 29, 304, 1923, Nr. 7 (13/14). Borstickstoff zeigt außer der Lumineszenzerregung durch Flammen auch Kathodofluoreszenz mit übereinstimmender spektraler Lage der Emission. Ultraviolette Licht erregt Phosphoreszenz von merklicher Dauer. Die Lumineszenzfähigkeit des Borstickstoffs hängt ab vom Herstellungsverfahren des Präparates. Borstickstoff aus Borchlorid und Ammoniak, sowie solcher aus Borsäure und Harz, ist, wenn man ihn nach den Originalvorschriften herstellt, nicht erregbar. Dagegen ist das nach Wöhlers Vorschrift aus Borax mit Ammoniumchlorid gewonnene Präparat immer lumineszenzfähig. Nach dem zweiten Verfahren lassen sich flammenerregbare Produkte bereiten, wenn man mit einem Überschuß von Borsäure arbeitet, die dann ohne Beeinträchtigung des einmal erlangten Lumineszenzvermögens durch anhaltendes Auswaschen wieder entfernt werden kann. Bei der Röntgenanalyse verschiedener Präparate zeigen alle lumineszenzfähigen ausnahmslos starke Interferenzlinien, also kristalline Struktur. Damit ist der fördernde Einfluß des Borsäurezusatzes beim zweiten Verfahren aufgeklärt, und zwar dahin, daß die Borsäure als hervorragendes Kristallisationsmittel den Übergang des Borstickstoffs in eine deutliche

alline Form bewirkt. Sie läßt sich durch andere, als Kristallmedien bekannte ersetzen, so durch Natriumchlorid, Natriumphosphat oder auch Natriumsulfat, die alle imstande sind, beim Zusammenschmelzen mit inaktivem Borstickstoff zu aktivieren.

KAUFFMANN.

**Tiede und Arthur Schleede.** Röntgenographische Strukturuntersuchungen an lumineszenzfähigem Calciumwolframat. ZS. f. Elektrochem. 1904—306, 1923, Nr. 7 (13/14). [S. 1443.]

KAUFFMANN.

**Ham Hamilton McVicker, Joseph Kenneth Marsh and Alfred Walter Stewart.** *Thallium luminescence spectra. Part I. The form of apparatus and the spectrum of benzene.* Journ. Chem. Soc. 123, 642—654, 1923, Nr. 725. Ausgehend von Kauffmanns Untersuchungen über die Teslalumineszenz organischer Verbindungen haben die Verf. begonnen, die auftretenden Emissionsspektren photographisch aufzunehmen. Die den Teslaströmen auszusetzenden Dämpfe strichen der Länge nach in eine weite wagerechte Glasröhre, welche vorn neben dem Auslaßrohr ein Quarzfenster trug, durch das die erregten Strahlen austreten und zum Spektrographen gelangen konnten. Das hintere Ende war mit einem Stopfen verschlossen, durch welchen das Einlaßrohr ging und die in ein Glasrohr eingeschlossene Quecksilberelektrode hereingesteckt war. Diese, die so lang war wie die äußere weite Glasröhre und sich in deren Achse befand, diente als innere Elektrode, während als äußere eine die Röhre gewickelte Metallfolie benutzt wurde. Die ganze Zelle wurde in einen Stahlmantel gebracht, der vom Dampf einer konstant siedenden Flüssigkeit durchflossen war und eine Regulierung der Temperatur der Zelle ermöglichte. Erda die Metallfolie war geerdet, ebenso das eine Ende des Teslators, dessen anderes Ende mit der Quecksilberelektrode verbunden wurde. — Unter gewöhnlichem Druck zeigte Anilindampf das von Kauffmann beobachtete Leuchten: das Spektrum besteht aus einer kontinuierlichen Bande, die ungefähr zwischen den Schwingungszahlen 3.33 und 2500 liegt und bei etwa 3076 am hellsten ist. Benzoldampf gibt eine grüne Lumineszenz, die sich aber als aus winzigen grünen Funken bestehend darstellt und nicht die wahre Benzollumineszenz darstellt. Diese trat auf, als der Dampf auf 65 mm reduziert wurde. Sie liegt im Ultraviolett, und ihre photographische Aufnahme liefert ein Spektrum von einigermaßen überraschender Regelmäßigkeit. Die Lumineszenzspektren bestehen aus einer Anzahl feiner Banden, welche sich in Gruppen einteilen lassen. Die Verf. unterscheiden zwischen primären und sekundären Banden und verstehen unter den ersteren starke und unter den letzteren schwache, die die ersteren begleiten. In der nachstehenden Tabelle sind die sekundären Banden nur mit zwei Ziffern eingeschrieben. Alle Banden links von der vollen Linie sind gut definiert, während die rechts von der punktierten Linie außerordentlich schwach sind. Zwischen den in der Tabelle aufgeführten Schwingungszahlen gelten sich regelmäßige Beziehungen geltend. Die Differenzen zwischen den Zahlen der aufeinanderfolgenden Gruppen betragen in allen wagerechten Reihen durchschnittlich 11 Einheiten. Die Schwingungszahlen selbst befolgen die allgemeine Beziehung:

$$\nu = 98,712 n - 98,712 m/6,$$

wo  $n$  die Werte 33, 34, 35, ... und  $m$  die Werte 0, 1, 2, 3, 4, ... hat. Die primären Banden gehorchen der Formel:  $\nu = 16,452 l$ , wo  $l$  eine ganze Zahl der Reihe 194, 196, ... bis 228 ist. Für die sekundären Banden gilt:  $\nu = 16,452 l - 11$ . Um die Teslalumineszenz mit der Fluoreszenz vergleichen zu können, nehmen die Verf. an, daß die spektralen Berichte. 1923.

		Schwingungszahlen $1/\lambda$				
		Gruppe F	Gruppe E	Gruppe D	Gruppe C	Gruppe B
Hell	1.	3752	3652	3554	3454	3357
		41	42	42	45	—
	2.	3736	3636	3537	3438	3339
		25	25	28	28	—
	3.	3717	3618	3521	3422	3322
		08	11	12	11	—
	4.	3703	3602	3504	3405	3308
		93	92	98	—	—
	5.	3686	3586	3488	3390	3294
		76	—	—	—	—
Schwächer	6.	3765	3666	3471	3376	3279

Emissionsbande mit der Natur des Lösungsmittels seine Lage verschiebt. Sie statieren bei der Teslalumineszenz und bei der Fluoreszenz alkoholischer Benzol-Lösungen das Auftreten der gleichen Banden, nur daß in letzterem Falle die Schwingungszahlen um 19 Einheiten kleiner sind. Teslalumineszenz und Fluoreszenz müssen einen gemeinsamen Faktor in ihrem Ursprung haben; erstere ist aber umfassender, indem sie Teile des Spektrums herausbringt, welche von gewöhnlichem Licht nicht leicht erregt werden. Ein Vergleich des Teslalumineszenzspektrums mit dem von Hartley untersuchten Absorptionsspektrum des Benzoldampfes führt zur Schlussfolgerung, daß beide Spektren innerhalb der Versuchsfehler identisch sind. Das Teslalumineszenzspektrum des Benzoldampfes stellt also augenscheinlich das umgekehrte Absorptionsspektrum dar, gerade so wie die Fraunhofersche dunkle Natrium-Linie eine Umkehrung der leuchtenden *D*-Linie darstellt. Dies ist der erste Fall einer organischen Verbindung bekannter Konstitution, wo die Ausführung des Fraunhoferschen Effektes möglich wurde. — Werden die oben gegebenen Formeln auf das Ultrarot ausgedehnt, so erhält man auch dort bekannte Absorptionslinien. — Die Regelmäßigkeiten, welche das Emissionsspektrum des Benzols zeigt, sprechen dafür, daß die Teslalumineszenz und die Fluoreszenz auf von Zersetzungen herrührende Vorgänge beruhen.

KAUFMANN

**William Hamilton McVicker and Joseph Kenneth Marsh.** Tesla-luminescent Spectra. Part II. The Effect of Varying Temperature and Pressure on the Benzene Spectrum. Journ. Chem. Soc. **123**, 817—820, 1923, Nr. 726. In der Erniedrigung des Druckes von 65 auf 1,6 mm änderte sich das in der vorangehenden Arbeit beschriebene Teslalumineszenzspektrum des Benzoldampfes. Es traten am schwachen Ende zwei weitere Serien von Banden, *G* und *H*, hinzu, die aber sehr schwächer und nicht so scharf sind und deren Intensität nicht so regelmäßig mit dem Drucke an abfällt. Die Bandenköpfe von *F*, *G* und *H* haben die Wellenlängen 2602 und 2541 Å.-E., und ihre Schwingungszahlen unterscheiden sich um 92 Einheiten. Diejenigen Banden in den Serien *G* und *H*, welche scharf sind, entsprechen Banden, die Henri im Absorptionsspektrum des Benzoldampfes beobachtet und als Serien III und IV in den Banden *A*, *B* und *C* bezeichnet hat. Das Teslalumineszenzspektrum des Benzols ist bei einem Druck von 22 cm weniger intensiv und weniger definiert als bei 6,5 cm; auch machen sich Anzeichen von Zersetzung und vom Kohlen

	$\lambda$	$\nu$	$\nu$	Nach Henri	
le H . . . .	2541	3935	3933,7	Bande C	Serie II
	2553	3917	3917,5	" C	" II
	*2590—6	3852—63	—	—	—
le G . . . .	2602	3843	3841,5	Bande B	Serie II
	09	33	34,7	" B	" IV
	2613	3827	3825,4	" B	" II
	21	16	18,2	" B	" IV
	2625	3810	3808,9	" B	" II
	*2631—6	3794—01	—	—	—
	*2642—7	3779—85	—	—	—
	2657	3764	—	—	—
	2662	3756	—	—	—
le F . . . .	2667	3749	3749,4	Bande B	Serie II

\*Breit und undeutlich.

trum bemerkbar. Bei 1,6 mm sind die Banden scharf, aber wegen der ver-  
 eerten Substanzmenge von verminderter Intensität. Der Einfluß hohen Druckes  
 ferner auch dahin, das Spektrum am kurzwelligen Ende zu beschneiden.  
 nderaturerhöhung wirkt in gleichem Sinne wie Druckerhöhung. Die Form des  
 trums erinnert an die von R. W. Wood studierten Fluoreszenzspektren des  
 ium- und Joddampfes.

KAUFFMANN.

am Hamilton McKicker and Joseph Kenneth Marsh. The Fluorescence  
 Spectrum of Benzene Vapour. Journ. Chem. Soc. 123, 820—822, 1923, Nr. 726.  
 Verff. gelang es erstmals, Benzoldampf zur Fluoreszenz zu erregen. Sie arbeiteten  
 einem Druck von wenigen Zentimetern Quecksilber und bestrahlten mit einem  
 Funken oder -bogen. Das Spektrum wurde auf dieselbe Platte neben einem  
 Lumineszenzspektrum aufgenommen, mit dem es, obwohl in der Intensität Unter-  
 scheide auftraten, in der Struktur übereinstimmte. Die nachstehenden Zahlen be-  
 zeichnen Wellenlängen.

Gruppe G	Gruppe F	Gruppe E	Gruppe D	Gruppe C	Gruppe B
—	2667	2739	2815	2895	2980
—	74	47	25	03	2995
—	2678	2751	2828	2909	—
—	85	57	36	17	—
—	2691	2765	2841	2923	—
—	97	70	48	2937	—
—	2702	2777	2855	2950	—
—	2714	2789	2867	2963	—
2657	2729	2802	2880	—	—

Gruppe F korrespondiert in der Lage mit einer Serie von Absorptionsbanden,  
 Cartley beobachtet hat. Zwischen Tselalumineszenz und Fluoreszenz herrscht  
 eine Ähnlichkeit.

KAUFFMANN.

**Georges A. Dima.** Beitrag zum Studium der photoelektrischen Wirkungen an Metallverbindungen. Bulet. Societate de Stiinte din Cluj 1, 321—324, 1923. Die Ergebnisse über Versuche an verschiedenen Oxyden, Dioxyden und Sesquioxiden sind in einer Tabelle zusammengestellt. Die schwer reduzierbaren Oxyde des Ca und Zn haben einen kleineren Effekt als die leicht reduzierbaren von Pb, Cu und Ag. Die Ergebnisse laufen parallel mit denen Rohdes [Ann. d. Phys. (4) 19, 935, 1906] an Sulfiden. Analog den Beobachtungen Rohdes wächst der photoelektrische Effekt beim PbO und ZnO mit dem Druck bis zu einem Maximum. Die Farbe wird beim PbO rötlich, beim ZnO gelblich. Wenn der Druck eine gewisse Grenze überschreitet, findet eine Modifikation der Struktur statt, verbunden mit einer Verminderung des photoelektrischen Effekts. Die Einführung eines Hydroxyls vermindert ihn sehr. Bei den Halogeniden wächst der Effekt mit dem Atomgewicht des Halogens mit Ausnahme beim Cd, wo er abnimmt. Das steht im Einklang mit der Anomalie der Umladungszahl. Bei den reinen Metallen spielt wahrscheinlich das absorbierte Gas eine Hauptrolle beim photoelektrischen Effekt.

**Heinz Grüss.** Über die Anwendung des photochemischen Äquivalenzgesetzes auf verdünnte Lösungen. ZS. f. Elektrochem. 29, 144—150, 1923, Nr. 4. Noddack hatte gefunden (vgl. diese Ber. 2, 278, 1291, 1921), daß die Bromausbeute bei der Lichtreaktion  $\text{Chlor} + \text{Trichlorbrommethan} = \text{Brom} + \text{Tetrachlorkohlenstoff}$  in einem unverdünnten System dem Einsteinschen Gesetz entspricht, dagegen abnimmt, wenn man das System mit Tetrachlorkohlenstoff verdünnt. Der Verf. fand nun bei Versuchen mit Siliciumtetrachlorid als Verdünnungsmittel eine mit der Verdünnung steigende Ausbeute. Dieses unerwartete Resultat ließ sich darauf zurückführen, daß sich über die Reaktion zwischen Trichlorbrommethan und Chlor eine zweite bei welcher der in dem Lösungsmittel gelöste Luftsauerstoff mit dem Trichlorbrommethan unter Bildung von Phosgen reagiert. Diese Reaktion wird durch Brom sensibilisiert. Wurde sie durch Verwendung von Licht, das durch Brom wenig absorbiert wird und Verfolgen der Reaktion zwischen Chlor und Trichlorbrommethan nur bis zu kleiner Bromkonzentration ausgeschaltet, so entsprach die Ausbeute letzter Reaktion nunmehr auch bei großer Verdünnung dem Einsteinschen Gesetz. Es zeigt sich, daß in besonders gereinigtem Tetrachlorkohlenstoff die Ausbeute ebenfalls von der Verdünnung unabhängig wird. Es wurde auch die durch Brom sensibilisierte Bildung von Phosgen näher untersucht, auch sie gehorcht dem Einsteinschen Gesetz.

v. HAL

**C. A. Schleussner.** Ein neuer Belichtungsmesser für Röntgenaufnahmen. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 97—100, 1923, Kongreßheft. [S. 1466.] Glöckner.

**Theodore Lyman.** Photographic Plates for the Extreme Ultra-Violet. Nature 112, 202, 1923, Nr. 2806. Verf. hat Versuche über die Eignung des Daguerreotyp-Verfahrens für Spektralaufnahmen im äußersten Ultraviolett angestellt und dabei gelegentlich Aufnahmen erhalten, die bis zur Wellenlänge  $584 \text{ \AA.}$  gehen. In diesem Gebiet findet er die Platten in diesem Gebiete launisch. Dagegen wird das Verfahren von Duclaux und Jeantet (diese Ber. S. 836), das die Fluoreszenz einer dünnen, auf eine gewöhnliche Gelatinetrockenplatte aufgetragenen Ölschicht benutzt, als besonders vorteilhaft empfohlen.

P. P. K.

**R. Ulbricht.** Zur Beurteilung von Kugel und Würfel für räumliche Lichtmessung. ZS. f. Beleuchtungsw. 28, 43—45, 1922, Nr. 7/8. Veranlaßt durch die Veröffentlichungen von W. E. Sumpner in London 1910 und H. Buckley, Gen. El.



1920, S. 59 gibt der Verf. eine theoretische Untersuchung der Meßungenauigkeiten, die beim Ersatz der Kugel durch einen Würfel entstehen. Die Ecken eines Kugel umschriebenen Würfels können als Ausbuchtungen gegenüber der Kugel wie Flächen geringeren Rückstrahlungsvermögens ( $1 - a$ ) behandelt werden. Wird gezeigt, daß sich das Verhältnis der  $a$  innerhalb der erlaubten Grenzen aus gleichen Formel berechnen läßt, die für zwei Kugelflächen mit gleichen Schnittdurchmessern gilt. — So berechnet ändert sich  $a$  z. B. für ein kleinstes  $a = 0,15$  den Berührungsflächen des Würfels bis zu den Ecken von 0,15 bis 0,48. Es wird gezeigt, daß die Beleuchtung des Meßfensters bei örtlicher Beleuchtung verschiedener Würfelflächen sich stark ändert, und zwar für  $a = 0,1$  von 0 bis 1,87, und für  $a = 0,2$  von 0 bis 0,74. Die Abhängigkeit von  $a$  bringt es außerdem mit sich, daß Änderungen von  $a$ , die nicht zu vermeiden sind, nicht nur die absoluten Werte der Meßfensterbeleuchtungen, herrührend von der Bestrahlung zweier verschiedener Würfelflächen sich ändern, sondern auch die gegenseitigen Verhältnisse. Hier, die also bei Messung einseitig strahlender Lampen im Würfel gemacht werden, vergrößern sich mit der Zeit. Der Würfel kann daher brauchbare Resultate nur liefern, wenn Eichlampe und Meßlampe gleiche Strahlungsverteilung und gleiche Beleuchtung zum Würfel haben. Günstiger werden die Verhältnisse, wenn die Würfelflächen abgestumpft werden und so ein 14-Flächner entsteht. Der größte Wert von  $a$  an den Ecken geht dadurch von 0,48 auf 0,32 zurück bei einem Minimalwert von 0,15. Lampen von stark einseitiger Strahlung sind jedoch auch hier auszuschalten. Allgemein wird es als bedenklich angesehen, ein Meßmittel, daß eher noch vervollständigt werden sollte, unzuverlässiger auszugestalten.

HELMUTH SCHERING.

**Halbertsma.** Die Bedeutung der Ulbrichtschen Kugel für die Photometrie und die Lichttechnik. ZS. f. Beleuchtungsw. 28, 56—59, 1922, Nr. 9/10. Werden einige Verwendungsarten der Ulbrichtschen Kugel beschrieben, die über das eigentliche Verwendungsgebiet der Kugel, die Messung von Gesamtlichtströmen hinausgehen. Es sind dies zunächst die Kugel mit großer Öffnung zur Messung von Lichtströmen, die von außen in die Kugel eindringen, z. B. Scheinwerferlichtkegel, die Einrichtungen zur Messung des Reflexionsvermögens oder Durchlassungsvermögens mittels der Kugel, schließlich das Kugelepipiskop. Hieran schließt sich noch eine kurze Betrachtung über den Lichtstrom innerhalb der Kugel. Zum Schlusse eine ausführliche Zusammenstellung der einschlägigen Literatur gegeben.

HELMUTH SCHERING.

**Radracek.** Eine neue Anwendung der Teichmüllerschen Raumwinkelkugel. Elektrot. u. Maschinenb. 40, 269—273, 1922, Nr. 23. Verf. beschreibt eine Anwendung der Raumwinkelkugel zur Ermittlung der Beleuchtungswirkung großflächiger Lichtquellen. Die Methode beruht auf der Überlegung, daß eine Fläche mit der Flächenhelle  $e$  in einem Punkte  $P$  außerhalb dieser Fläche eine Beleuchtung  $e \cdot \omega_p$  hervorbringt, wenn man unter  $\omega_p$  die rechtwinklige Projektion jenes Winkels auf die zu der leuchtenden Fläche parallele Ebene durch den Punkt  $P$  versteht, der seinen Scheitel in  $P$  hat und die leuchtende Fläche umspannt. Soll die Beleuchtungsstärke in einem Punkte  $P$  durch ein von einer beliebigen gegebenen Linie begrenztes Stück einer gleichmäßig beleuchteten Decke gefunden werden, so stellt man die Raumwinkelkugel mit ihrem Mittelpunkt in  $P$  so auf, daß die Achse mit dem Nadir normal zu einem Modell der Deckenfläche gerichtet ist. Die Einschaltung des Lämpchens zeichnen sich die Dekaräumlinien der Kugel auf der Fläche ab, und es kann leicht die Anzahl der Dekaräumgrade, die auf den Winkel  $\omega$  kommen, abgezählt werden. Aus einer beigegeführten Tabelle können die

Werte der Projektionen entnommen werden. Es schließt sich an die Berechnung diffusen Beleuchtung durch eine leuchtende Decke mittels der Raumwinkelkugel die Ermittlung der mittleren Beleuchtung einer Innenraumbeleuchtungsanlage, der sowohl das direkte als auch das von der Decke zurückgestrahlte Licht genutzt wird.

HELMUTH SCHERER

**M. Lenouvel.** Amélioration au rendement lumineux dans les appareils projection fixe et animée utilisant les lampes à arcs ou à flammes. d'Opt. 1, 430—435, 1922, Nr. 10. Es werden einige Erörterungen angestellt über den Ort und die Art der Lichtquelle und die Wirkungsweise des Kondensors. Dargestellt werden Vorschläge für die Anwendung auf Projektionsapparate und vor allen Dingen auf Kinematographen.

CHR. v. H.

**Alfred R. Meyer.** Die Bewertung und Auszeichnung der gebräuchlichsten elektrischen Glühlampen. Elektrot. u. Maschinenb. 40, 445—450, 460—465, 1922, Nr. 38 u. 39. Nach einer historischen Einleitung, die die Entwicklung der Glühlampen und die damit verbundene Veränderung der Lichtverteilungskurven behandelt, werden die Gründe angeführt, die zu einer Bewertung der Glühlampen nach HLm/Watt geführt haben. Durch eine solche Bewertung geht man erstens den Missverständnissen aus dem Wege, die durch die verschiedenen HK-Angaben ( $HK_{max}$ ,  $HK_{\ominus}$ ,  $HK_{\odot}$ ) entstehen können, und zweitens ist diese Bewertung, da die Werte HLm/Watt mit der Wirtschaftlichkeit der Lampen steigen, singemäßiger als die Bewertung nach Watt/HK. Zum Schlusse wird die Berechtigung einer Staffelung der Lampen nach Watt nachgewiesen.

HELMUTH SCHERER

**A. Targonski.** Die „Pointolite“-Lampe. Kinotechnik 4, 409—414, 1922, Nr. 10. Die Lampe ist eine Wolfram-Bogenlampe der Edison-Swan-Electric-Comp. Sie ist in ihrer kleineren Form so konstruiert, daß die Kathode zusammengesetzt ist aus einer mit Oxyd überzogenen Wolframspirale mit einem dickeren horizontalen Wolframdraht. Der Spirale gegenüber steht als Anode eine Wolframkugel. Der Strom wird zunächst durch die Kathode geschickt, wodurch die Spirale ins Glühen kommt und das Gas ionisiert. Nach Umschalten des Stromes durch Anode und Kathode bildet sich der Lichtbogen. Da der Halter der Anode aus zwei Metallstreifen verschiedener thermischer Ausdehnungen besteht, wandert das Wolframbügelchen während des Brennens an der Kathode entlang und steht schließlich dem dickeren Wolframdraht gegenüber. Die Heizstromstärke beträgt 7 Amp. Die Lampe wird in drei Ausführungen für 30 engl. Kerzen, 100 Kerzen und mit veränderlicher Flächenhelligkeit als Pyrometerlampe gebaut. Der Wattverbrauch beträgt 0,75 bis 0,65 Watt/Kerze. Die Flächenhelligkeit 1850 Kerzen/qcm. Eine größere Type ist mit drei Elektroden ausgerüstet. Zu den beiden beschriebenen kommt noch ein Wolframblättchen von etwa 1 qcm Fläche hinzu. Die Lampe wird so in Betrieb gesetzt, daß zunächst wie bei den beschriebenen der Bogen sich zwischen der Spirale und der Kugel bildet. Darauf wird zum zweiten Mal umgeschaltet, so daß die Kugel jetzt Kathode und das Wolframblättchen Anode wird. Hierdurch werden größere Helligkeiten von 500 und 1000 engl. Kerzen erreicht, und Flächenhelligkeiten von 2400 Kerzen pro Quadratzentimeter. Eine Lampe von 4000 Kerzen soll bereits vorgeführt, eine von 10000 in Arbeit sein. Der Preis einer 100-Kerzenlampe beträgt etwa 30 Schilling, einer 500-Kerzenlampe etwa 40 Schilling. Die Anwendung der Lampe in der Kinematographie kommt hauptsächlich in mittleren Apparaten in Betracht.

HELMUTH SCHERER

**Georg Abel.** Quecksilberdampf-Aufnahmelampen und ihre Wirkung auf das menschliche Auge. Kinotechnik 4, 562—566, 1922, Nr. 15. Verf. stellt

Grund langer Erfahrungen fest, daß eine Schädigung der Augen durch Quecksilberdampflampen, wenn sie in Glasröhren, insbesondere Bleiglasröhren brennen, stattfindet. Quecksilberdampflampen in Uviolglas oder Quarzröhren sollten wegen des großen Anteils an schädigenden Strahlen wegen nur zu medizinischen Zwecken verwandt werden.

HELMUTH SCHERING.

**Wargonski.** Wirkungsgrad der zur Lichterzeugung im Kinoprojektor verendeten Energie. *Kinotechnik* 3, 643—646, 1921, Nr. 17. Es wird der günstigste Fall Wechselstrom mit Quecksilberdampf-Gleichrichter behandelt. Die Verluste betragen im Gleichrichter 18 Proz., Umwandlung von Strom in Licht 32 Proz., Verlust im Lampenhaus 50 Proz., Verlust in den drei Kondensorlinsen 40 Proz., Verlust am Filmfenster 40 Proz., im Celluloid des Films 8 Proz., im Objektiv 20 Proz., in der rotierenden Blende 50 Proz. Dies gibt einen elektrischen Wirkungsgrad von etwa 0,01 Proz., einen optischen Wirkungsgrad von 0,1 Proz. und einen Gesamtwirkungsgrad des Projektors von 0,2 Proz., oder eine verbleibende Energie von 20% der gesamten elektrischen Energie = 100, von 8% gesamte Lichtemission 100, und von 10% der vom Kondensor auftreffende Lichtmenge = 100. Der Wirkungsgrad kann verbessert werden durch Vergrößerung des Öffnungswinkels des lichtsammelnden Systems, durch Reflektorlampen, und durch bessere Konstruktion der Blenden, etwa in der Form des Jüfax-Unterbrechers. Hierdurch könnte der elektrische Wirkungsgrad maximal auf 0,032, der optische auf 0,25 vergrößert werden.

HELMUTH SCHERING.

**Wedding.** Die Beleuchtung von Hör- und Zeichensälen. *ZS. f. Beleuchtungsw.* 28, 73—76, 1922, Nr. 11/12. Es werden die Meßresultate wiedergegeben, die sich auf 20 Säle der Technischen Hochschule in Charlottenburg erstrecken, in denen so ziemlich sämtliche Beleuchtungsarten, Bogenlampen und Halbwattlampen, direktes, halbindirektes und diffuses Licht, vertreten waren. Der Vorzug wird der indirekten Beleuchtung mit Halbwattlampen gegeben. Zum Schluß wird ein Beleuchtungskörper der Wiskott-Lichtgesellschaft beschrieben, durch den das Verhältnis von direkt und indirekt ausgenutztem Lichtstrom durch Verschieben der Leuchte sich ändern läßt.

HELMUTH SCHERING.

**Whitridge.** Physiological Limits to the Accuracy of Visual Observation and Measurement. *Phil. Mag.* (6) 46, 49—79, 1923, Nr. 271. Juli. Der Einfluß des physiologischen Fehlers, der bei allen Messungen anzunehmen ist, ist bisher nur geringfügig genauer untersucht worden. Es werden in der vorliegenden Arbeit behandelt 1. das Auflösungsvermögen für Gitter und Doppelsterne, 2. die Erkennbarkeit von Konturen unter verschiedenen Bedingungen, 3. die Koinzidenzmethode, 4. Interferenzmethoden, 5. Kontaktmethoden, 6. Messungen von Tiefe und Entfernung und Vergleich von Helligkeiten und Farben. Für das Auflösungsvermögen bei Normalsehen wird 60" angenommen; an Stelle der Helmholtzschen Formel für die Auflösungsvergrößerung ( $V = 266 \times \text{numerischer Apertur}$ ) wird vorgeschlagen  $V \propto \text{num. Apertur}$ . Der Fehler des Auges für Koinzidenzmessungen ist kleiner als vorher, nach Snellen.

Es wird bemerkt, daß die Einstellung unscharfer Linien (Absorptionslinien) mit derselben Genauigkeit bewerkstelligt wird wie die scharfer Linien. Als weitere Einflüsse bei der Koinzidenzbeobachtung kommen in Betracht a) die Strichstärke, b) die Fokussierung, c) die Farbe, d) die Intensität, e) die Sehschwelle, f) die Größe der Austrittspupillen. Die Fehler der Kontaktmethode (Fadenmikrometer) sind noch nicht hinreichend geklärt. Nach den Angaben von Bryan und Baker wird die Helligkeit dunkler Objekte überschätzt, diejenige heller Objekte unterschätzt, dagegen sind

nach der Nelsonschen Formel die Korrekturen nur von Wellenlänge und Ap abhängig und für alle Objekte von gleichem Vorzeichen. Die Größe der berechneten Korrektur ist nicht im Einklang mit den Ergebnissen der Aubertschen Versuche. Bei den Messungen der Tiefe und der Entfernung spielt neben der Akkommodation auch die Tiefe des Auges eine erhebliche Rolle. Von den bei verschiedenen kinematischen und photometrischen Apparaten üblichen Formen von Vergleichsfeldern sind physiologisch diejenigen mit größerer Zahl von Streifen als die besten zu bezeichnen.

H. R. SCHW.

**F. W. Edridge-Green.** Colour-Vision Theories in Relation to Colour Blindness. Phil. Mag. (6) 44, 916—920, 1922, Nr. 263. Verf., der ein Gegner der Helmholtz-Youngschen Theorie des Farbensehens ist (siehe a. Fortschr. d. Math. 69, 561—563, 1913 und diese Ber. 2, 425, 1921), erörtert eine Reihe von Erscheinungen bei Farbenblinden, die er als unvereinbar mit dieser Theorie ansieht. 1. Auch bei Farbenblinden hat manchmal das Maximum der Helligkeitskurve denselben Wert wie bei normalen. 2. Es gibt Leute mit anormaler Weißgleichung, die nach verschiedenen anderen Methoden untersucht, nicht farbenblind zu sein scheinen (bei einem derartigen Fall waren nach Rot-Ermüdung die Werte in der Weißgleichung wie für einen Normalen verändert). 3. Viele Farbenblinde, die durch eine normale Farbengleichung nicht zu befriedigen sind, geben, bei einer für farben-tüchtige Beobachter viel stärkeren (oder manchmal auch zu schwachen) Beleuchtung des Vergleichsweißes, normale Werte an. Verf. wiederholt seine Annahme, nach der nur die Zapfen photopierende Elemente sind, die Stäbchen aber nur für die Verteilung und Bildung des Sehpurpurs Bedeutung haben. Eine photochemische Zersetzung des Sehpurpurs reizt die Zapfen, und dieser Reiz veranlaßt die Sehpulse, die die eigentliche Ursache der Lichtempfindung darstellen; die Qualität des Impulses, der je nach der Wellenlänge des erregenden Lichtes verschieden sei, bestimmt die Farbenempfindung. Die verschiedenen Unterscheidungsvermögen des retino-zerebralen Apparats für die Qualität der Impulse sei die Ursache für die verschiedene Ausbildung des Farbensinnes.

K. HOROWITZ.

**Elliot Q. Adams.** A Comparison of the Fechner and Munsell scale of luminous sensation value. Journ. Opt. Soc. Amer. 6, 932—939, 1922, Nr. 9. Adams und Cobb haben für den Zusammenhang zwischen Empfindung  $s$  und Helligkeit  $B$

(bei konstant gehaltener Adaptation des Auges) die Beziehung  $s = \frac{B}{B+k}$  angegeben, wo  $k$  eine, von der Adaptation abhängige Konstante ist. ( $k = 0$  für Dunkeladaptation,  $k = \infty$  für größte Helligkeit.) Wählt man als Ausgangspunkt nicht den Zustand der Dunkeladaptation, und drückt man  $s$  nicht wie oben in Bruchteilen des Maximums aus, so heißt die Gleichung allgemein:  $s = s_0 + a \frac{B}{B+k}$ . In der vorliegenden Arbeit zeigt Verf., daß diese Gleichung bei geeigneter Wahl von  $s_0$  und  $k$  mit der Gleichung von Plateau —  $s = s_0 + k' B^\epsilon$  — und ihren Spezialisierungen  $\epsilon = \frac{1}{2}$  (Stefanini, Munsell s. u.),  $\epsilon = 1$  und für sehr kleine  $B$   $s = s_0 + k' e^{\epsilon \lg B} = s_0 + k'(1 + \epsilon \lg B)$ , also dem Fechnerschen Gesetz, nahe übereinstimmt. Auch die Messungen von Priest, Gibson und Mc Nicolas an der Munsell-Skala (siehe diese Ber. 2, 538, 1921) lassen sich durch die Formel des Plateau mit  $k = 0,5$  wiedergeben. Es wird darauf hingewiesen, daß mit Rücksicht auf die deutliche Abhängigkeit der subjektiven Skala der Lichtempfindung von der Adaptation eine Grau-Skala nach der Albedo bestimmt werden soll und daß es nur für konstant gehaltene Adaptation des Auges einen Sinn hat, von der Lichtempfindung als Funktion der Intensität zu sprechen.

K. HOROWITZ.

**ederick W. Ellis.** The study of visual processes by means of momentary retinal shadows. Journ. Opt. Soc. Amer. 6, 922—931, 1922, Nr. 9. Es werden geeignete Versuchsanordnungen angegeben, um die Dauer der Wahrnehmungen von Lichteindrücken (visual perceptions) messen zu können. Dabei geht Verf. von der Erklärung der folgenden, zuerst von Jastrow und Moorehouse beschriebenen Erscheinung aus. Läßt man eine dunkle Scheibe mit hellem (weißem oder farbigem) Sektor so rasch rotieren, daß sie gleichmäßig grau (oder gefärbt) erscheint und bewegt nun einen schwarzen, horizontal gehaltenen Stab parallel der Ebene der Scheibe langsam auf und ab, so sieht man nunmehr auf dem grauen Untergrunde mehrere schwarze, horizontale Streifen erscheinen. Diese sollen dadurch zustande kommen, daß der Stab Teile des Sektors verdeckt, die wegen der raschen Bewegung des Sektors zu einem Ganzen vermolzen werden. Diese momentane Verdunkelung des Sektors nennt Verf. den Netzschatten (retinal shadow) des Stabes und sieht in ihr die Ursache für das Zustandekommen des schwarzen Bandes. Je nach seiner Stellung verdeckt der Stab den Sektor in verschiedenen Höhen und, da jede Lichtwahrnehmung längere Zeit andauert, so erscheinen mehrere Bänder gleichzeitig. Kennt man die Umdrehungsgeschwindigkeit der Scheibe, so kann man aus der Zahl der gleichzeitig wahrgenommenen Bänder auf die Dauer der Lichtwahrnehmung schließen, da jedes Band einem vollen Umlauf entspricht. Da diese Methode aber ungenau sein soll, wird eine andere Anordnung benutzt: der schwarze Stab ist koaxial mit der Scheibe befestigt und dreht sich, unabhängig von der Scheibe, vor dem Sektor. Es treten nun radiale, schwarze Streifen auf, deren Zustandekommen wie oben erklärt wird. Die Streifen bedecken, wenn die Speichen eines Rades, die ganze Scheibe, wenn die Dauer des Lichteindrucks mindestens gleich der Umlaufzeit des Stabes ist. Man steigert also langsam die Rotationsgeschwindigkeit des Stabes und bestimmt diejenige Geschwindigkeit, bei der der Stab die ganze Scheibe radförmig bedecken. Dies tritt, wie Verf. fand, bei einer Umdrehungsgeschwindigkeit von 150 pro Minute ein, entsprechend 0,4 sec für die Dauer der Lichtwahrnehmung. Diese Zeit soll weitgehend unabhängig von der Lichtintensität, aber sehr stark von psychischen Faktoren (Aufmerksamkeit usw.) abhängen. Für diese Fragen und die Fehlerquelle, die die psychische Einstellung des Beobachters darstellt, sowie bezüglich Fragen erkenntnistheoretischer Natur, die Verf. berührt, sei auf das Original verwiesen.

K. HOROVITZ.

**Heinrich Fischer.** Messende Untersuchungen über das Purkinjesche Nachbilden im Nachbilde. Pflügers Arch. 198, 311—348, 1923, Nr. 3/4. Nachbildbeobachtungen bei Tagesbeleuchtung mit helladaptiertem Auge an den Hering-Rothschen Messungspapieren ergaben unter Benutzung der Momentverschlußmethode im wesentlichen die von C. v. Hess beschriebene Periodik des Erregungsablaufes (6 Phasen). Sowohl zentral wie peripher ( $60^{\circ}27'$ ) war der Nachbildverlauf im Prinzip der gleiche. Ein Versuch, durch Kontrast verfarbtes Infeld löste auch eine farbige Nachbildperiodik aus, jedoch besonders bei zentraler, weniger bei exzentrischer Abbildung des Infeldes deutlich. Im dunkeladaptierten, mindestens  $\frac{1}{2}$  Stunde vor Lichteinfall getesteten Auge lösten kurzdauernde, farbige Lichtreize unter geeigneten Bedingungen eine doppelte Rhythmik, nämlich eine farbige und eine farblose aus; ganz besonders deutlich ausgesprochen erscheint die an das farbige Vorbild mit der Nachdauer der Reizung sich eng anschließende, farblose, positive Phase. Die Helligkeit dieser farblosen Phase ist unter sonst gleichen Bedingungen je nach der Wellenlänge der verwendeten Lichtreize verschieden. Gelegentlich lösen farbige Lichtreize im dunkeladaptierten Auge auch ein farbloses Anklingen aus. Auch im Dunkelauge sind die Nachbilderscheinungen im zentralen und exzentrischen Sehen im Wesen die gleichen.



Heterochromatische Helligkeitsgleichungen zwischen den 16 Pigmentpapieren und Graustufen mit dem Hellauge im zentralen (fovealen) und exzentrischen ( $6^{\circ} 27'$ ) Sehen ergaben in Bestätigung der Befunde A. Tschermaks an spektralen Lichtern, daß die exzentrischen Helligkeitswerte von den zentralen im Sinne des Purkinjeschen Phänomens abweichen. Analoge Helligkeitsbestimmungen im (fast) achromatischen Dämmerungssehen lassen gleichfalls im exzentrischen Sehen gegenüber dem zentralen eine relative Abnahme der Helligkeit langwelliger (roter und gelber) Lichter, eine relative Helligkeitszunahme kurzwelliger (grüner und blauer) Lichter nach Art des Purkinjeschen Phänomens erkennen. Mit Hilfe der unter 2 beschriebenen farblosen positiven Phase wurden Helligkeitsgleichungen im Nachbilde zwischen den Pigmentpapieren und farblosen Graustufen zentral und exzentrisch ( $6^{\circ} 27'$ ) hergestellt. Die Unterschiede zwischen den zentralen und exzentrischen Helligkeitswerten sind qualitativ die gleichen wie im Hellauge und beim Dämmerungssehen, nämlich im Sinne des Purkinjeschen Phänomens gelegen. Der Vergleich der zentralen und exzentrischen Helligkeitswerte im Hellauge, im Dunkelauge und im Nachbilde ergibt: a) daß ein charakteristischer Unterschied zwischen der Helligkeitsverteilung für das farbensehende Hellauge und jener für das (fast) achromatische Dämmerungssehen, sowie jener für die farblosen Nachbildphasen besteht, welcher in beiden Fällen im Sinne des Purkinjeschen Phänomens gelegen ist; b) daß ein solcher Unterschied nicht nur im indirekten Sehen besteht, sondern auch für das Netzhautzentrum bzw. für den stäbchenfreien Bezirk. Derselbe kann sonach gleichfalls, wenn auch im geringeren Grade als die extrafoveale, stäbchenfreie Netzhaut das Purkinjesche Phänomen, also adaptative Änderungen zeigen, wodurch die Befunde Shermans, A. Tschermaks und E. Herings bestätigt werden; c) daß die farblosen Helligkeitswerte im Nachbilde von den chromatischen Helligkeitswerten für das Hellauge zum Teil noch stärker abweichen, als dies für die (fast) farblosen Helligkeitswerte im Dämmerungssehen gilt. Die Nachbildmethode gestattet sonach — speziell für langwellige (rote) Lichter — eine noch schärfere und bessere „Weißvalenzbestimmung“ als das Dämmerungsverfahren. Wie schon A. Tschermak fand — und durch obige Befunde wieder bestätigt wird —, sind die „Weißvalenzen“ einer regionalen und adaptativen Abhängigkeit unterworfen. Man kann somit ohne weitere Präzisierung nicht einfach von Lichtern „gleicher Weißvalenz“ sprechen. Der E. Heringsche Satz von der Doppelwirkung farbiger Lichter, daß jedes farbige Licht einen farblosen und einen farbigen Reizwert besitzt, bleibt davon unberührt bestehen. Eine befriedigende Lösung dafür, daß farbige Lichtreize im Dunkelauge eine farbige und eine farblose Rhythmik auslösen, läßt sich meines Erachtens zurzeit nicht geben. Man muß sich damit bescheiden, die Duplizität des Erregungsablaufes rein phänomenologisch in den Vordergrund zu stellen.

\*\*Autoreferat

**M. v. Rohr.** Die Entwicklung der Brille. X. Naturwissensch. 11, 249—252. 1922. Nr. 13. Verf. berichtet in Fortsetzung seiner historischen Studien über verschiedene Arbeiten, die sich teils mit Brillenformen, teils mit kulturhistorischen Fragen, in Zusammenhang mit dem Brillenhandwerk befassen. Für den Physiker dürften die Hinweise auf die neu herausgegebene Arbeit von J. D. Hawkins von Interesse sein, die die Dreistärkenbrille behandelt, sowie die Arbeit des Verf. selbst über die Entwicklung der periskopischen Brillengläser (beide in der Central-Ztg. f. Opt. u. Mech. 1922 erschienen) und die Arbeit von Boegehold über Bildgröße und Schärfe des brillenbewaffneten Auges.

K. HOROVITZ

**Stumpf.** Stereo-Durchleuchtung. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 92—94. 1923, Kongreßheft. [S. 1466.]

GLOCKE

## 7. Wärme.

**H. J. Hoenen.** Verallgemeinerung des Raoult'schen Dampfspannungsgesetzes. *Rec. trav. chim. Pays-Bas* **42**, 652—655, 1923. Verf. stellt die Beziehung Raoult'schen Gesetzes —  $dp/p = dx/m$  ( $p$  = Dampfspannung des reinen Lösungsmittels,  $m$  = Anzahl g-Moleküle des Lösungsmittels, in denen  $dx$  g gelöste Substanz enthalten sind) und der Funktion  $\zeta$ , dem thermodynamischen Potential, auf, und leitet schematisch her, daß das Gesetz auch in dem allgemeinen Fall, in dem das Lösungsmittel nicht rein ist, sondern schon die Substanzen  $m_1 \dots m_n$  gelöst enthält, gilt. Das Resultat —  $dp/p = dx/m$  hängt nur von der Menge  $m$  des Lösungsmittels, nicht aber von den gelösten Stoffe ab, die jedoch von Einfluß auf die Dampfspannung  $p$  sind.  
\*JOSEPHY.

**Art Bennewitz und Franz Simon.** Zur Frage der Nullpunktsenergie. *ZS. phys.* **16**, 183—199, 1923, Nr. 3. Es wird versucht, die Frage, ob eine Nullpunktsenergie existiert, zu beantworten. Als Kriterium dient die Lindemann'sche Schmelzpunktformel (*Phys. ZS.* **11**, 609, 1910). Kennt man den Energieinhalt am Schmelzpunkt, das Atomvolumen und die Frequenz  $\nu$  der schwingenden Teile, so kann man nach dieser Formel ihren Stoßdurchmesser berechnen und mit dem auf einem anderen Wege (z. B. der inneren Reibung der Gase) erhaltenen vergleichen. Fester Wasserstoff erscheint für diesen Fall sehr geeignet, da er schon schmilzt, während seine spezifische Wärme noch stark im Entartungsgebiet ist, so daß sein kalorischer Energieinhalt am Schmelzpunkt (etwa  $14^\circ$  abs.) nur 5 cal beträgt gegen eine eventuelle Nullpunktsenergie von 200 cal (pro Oszillator nach Planck  $\frac{h\nu}{2}$ ). Die Lindemann'sche Formel muß für diesen Zweck jedoch erst erweitert werden, indem statt eines isochromatisch schwingenden Körpers ein Debyescher, und statt des klassischen Energieinhalts der aus der Quantentheorie folgende eingeführt wird. Die erhaltene Formel, die für große  $\frac{T}{\beta\nu}$  in die Lindemann'sche übergeht, wird zuerst am Quecksilber und Argon geprüft. Für Wasserstoff ergibt sich, daß der aus der inneren Reibung gefundene Stoßdurchmesser dem aus der Formel mit Nullpunktsenergie erhaltenen Wert bedeutend näher liegt als dem ohne Nullpunktsenergie berechneten. — In einem zweiten Teil wird als Kriterium die Trouton'sche Regel herangezogen. Besteht eine Nullpunktsenergie, so müßte die gemessene Verdampfungswärme um diese kleiner sein als der aus der Trouton'schen Regel folgende Wert. Bei den tiefsiedenden Substanzen, bei denen die Nullpunktsenergie beträchtlich gegen die Verdampfungswärme wird, müßten also die Trouton'schen Koeffizienten kleiner als der Normalwert (20—22) werden, wie dies ja auch beobachtet worden ist. Bildet man jetzt die Quotienten  $\frac{\lambda_s + E_0}{T_m}$  statt  $\frac{\lambda_s}{T_m}$ , wobei  $E_0$  aus dem  $\nu$  des festen Kondensates errechnet wird, so zeigt sich bei allen Substanzen, wo Versuchsmaterial vorliegt, daß sie auf den normalen Wert heraufrücken. — Aus diesen beiden Überlegungen wird die Existenz einer Nullpunktsenergie für wahrscheinlich erklärt. F. SIMON.

**P. Kemble and J. H. Van Vleck.** Theory of the temperature variation of the specific heat of hydrogen. *Phys. Rev.* (2) **21**, 381—382, 653—661, 1923, Nr. 3 und 6. Kurze Notiz über einen vor der Amer. Phys. Gesellschaft gehaltenen Vortrag. Verff. versuchen, anschließend an eine frühere Arbeit von Kemble (*Phys. Rev.* **11**, 156, 1918), den Verlauf der spezifischen Wärmen des Wasserstoffs durch

quantentheoretische Formeln wiederzugeben, die im wesentlichen von denselben Gesichtspunkten ausgehen wie die bekannte Arbeit von Reiche (Ann. d. Phys. 58, 1919). Während letzterer jedoch ein starres Hantelmodell zugrunde legt, benutzt Verf. ein elastisches. Sie berichtigen zunächst einen Fehler der früheren Arbeit, gelangen zu einer nicht angegebenen Formel, die in guter Übereinstimmung mit den Messungen zwischen 0° und 2000° abs. sein soll. Das Trägheitsmoment des Wassermoleküls wird zu  $1,975 \cdot 10^{-41}$  g/cm<sup>2</sup> berechnet, die den Kernschwingungen entsprechende Wellenlänge zu  $2,05 \mu$ . — Ferner werden zwei empirische Formeln gegeben, die die Messungen zwischen 0 und 2300° C besser darstellen sollen Piers Formeln:

$$C_v (\text{Wasserstoff}) = 4,87 + 0,539 \cdot 10^{-3} t + 0,146 \cdot 10^{-6} t^2,$$

$$C_v (\text{Wasserdampf}) = 6,03 + 4,2 \cdot 10^{-3} t - 4,07 \cdot 10^{-6} t^2 + 1,95 \cdot 10^{-9} t^3. \quad \text{F. SIM}$$

**Georg Keinath.** Über die subjektiven Einstellfehler bei optischen Pyrometern. Stahl u. Eisen 43, 9—12, 1923, Nr. 1. Verf. erörtert zunächst die Frage, welche Farbe für die Beobachtung mit Teilstrahlungs-pyrometern vom Typ des Wanner und Holborn-Kurlbaum (Glühfaden)-Pyrometers am günstigsten ist. Die eine Ursache für eine verschiedene Einstellungsgenauigkeit in verschiedenen Farben sei darin, daß infolge der Abhängigkeit der Augenempfindlichkeit und der Intensität der Strahlung des anvisierten Körpers von der Wellenlänge die Helligkeit in den verschiedenen Spektralgebieten verschieden ist. Aus der Kurve für die Augenempfindlichkeit von Ives (1912) und der für die Strahlungsintensität des schwarzen Körpers wird für zwei Farbfilter von der Wellenlänge  $\lambda$  (rot) =  $0,65 \mu$  und  $\lambda$  (grün) =  $0,55 \mu$  die relative Helligkeit des durch das Pyrometer tretenden Lichtes in Abhängigkeit von der Temperatur berechnet und gefunden, daß sie bei etwa 1100° gleich groß ist. Bei dieser Temperatur sind also beide Filter gleichwertig, unterhalb ist das rote, oberhalb das grüne vorteilhafter. Beobachtungen zeigen tatsächlich, daß die Einstellfehler hinreichend mit diesen Berechnungen übereinstimmen. — Ferner vergleicht Verf. die Einstellungsgenauigkeit, die mit dem Holborn-Kurlbaum- und dem Wanner-Pyrometer von 30 verschieden geübten Beobachtern erzielt wird, und kommt zu folgendem Ergebnis: Beim Holborn-Kurlbaum-Pyrometer wird auch von ganz ungeübten Beobachtern bei Temperaturen von 800 bis 1000°C eine Genauigkeit von  $\pm 10^\circ$ , über 1000°C von  $\pm 5^\circ$  erzielt. Beim Wanner-Pyrometer im Gebiete der weiten Skalenteilung durchweg von ungeübten Beobachtern  $+20^\circ$ , von geübten  $+10^\circ$ . FR. HOFFMANN

**A. Perrier et Mlle H. Roux.** Sur la calorimétrie électrique directe aux températures élevées et son application au quartz cristallisé. Arch. phys. et nat. (5) 5, 310—312, 1923, Juli/Aug. Die spezifische Wärme des kristallisierten Quarzes wächst langsam und kontinuierlich bis gegen 573°; dann bleibt sie mit einem etwa 10 Proz. kleineren Werte merklich konstant bis 577°. Die Gesamtwärme zwischen 574 und 577° beträgt 4,0 cal/g. Werte und Zahlen werden nicht gegeben. SCHMIDT

**P. E. Verkade und J. Coops jr.** Calorimetrische Untersuchungen. IV. Bestimmung der Verbrennungswärme von Rohrzucker; eine Untersuchung über die Eignung dieser Substanz als thermochemische Normalsubstanz. I. trav. chim. Pays-Bas 42, 205—228, 1923. Das früher beschriebene unwesentlich geänderte kalorimetrische System wurde mit Benzoesäure und Naphthalin geeicht. Als Verhältnis der Verbrennungswärmen wurde der in der ersten Mitteilung angegebene Wert: Naphthalin : Benzoesäure = 1,5204 für in Luft gewogene Substanz bestätigt. Unter Zugrundelegung des 1922 festgesetzten Wertes der Verbrennungswärme

zoesäure von 6324 cal<sub>150</sub>/g (Luft) ergab sich als Verbrennungswärme des Rohrkessels: 3946 cal<sub>150</sub>/g (Luft) oder 3944 cal<sub>150</sub>/g (Vakuum); das Verhältnis der Verbrennungswärmen von Benzoesäure und Rohrzucker ist 1,6025 (Luft), von Naphthalin Rohrzucker 2,4362 (Luft). Ein kritisches Durchgehen der Literatur zeigt vollkommene Übereinstimmung dieser Werte mit den exaktesten neueren Bestimmungen. Über den von verschiedenen Autoren gefundenen Schwierigkeiten stellen Verff. fest, daß Rohrzucker praktisch nicht hygroskopisch ist und sich leicht zu genügend kleinen Kügelchen pressen läßt. Dagegen läßt sich Zucker in der Bombe auch unter 35 Atm. nur mittels fremder Substanzen von großer Verbrennungswärme oder hoher Verbrennungsgeschwindigkeit zur Entzündung bringen; auch dann neigt er zu unvollständiger Verbrennung (zu CO, Spuren von Ruß in der Bombe), so daß die Fehler größer sind als bei Benzoesäure und Naphthalin. Zucker ist daher als Kalorimaterialsubstanz für kalorimetrische Zwecke nicht zu empfehlen. \*REGLIN.

**h. Nusselt.** Die Abhängigkeit des Wärmeüberganges von der Geschwindigkeit. Stahl u. Eisen **43**, 458—462, 1923, Nr. 14. Die Untersuchung ist veranlaßt durch 2 Abhandlungen von Preussler (Dissert. Breslau, 1920, „Zur Theorie der Berechnung von Wärmespeichern und Winderhitzern“, und Stahl u. Eisen **41**, 1921), in welchen die Auffassung, daß die Wärmeübertragung mit der Geschwindigkeit des Gas- oder Flüssigkeitsstromes zunähme, als irreführend abgelehnt wird. Nusselt beweist demgegenüber an Hand eines technischen Beispiels, des Wärmeüberganges in einem Lufterhitzer, den dominierenden Einfluß der Geschwindigkeit. Auf Grund seiner Versuche für ein Rohr die Wärmeübergangszahl  $\alpha$  mit der Geschwindigkeit  $w$  des hindurchströmenden Mediums zunimmt nach der Formel  $\alpha = c_2 w^{0,786}$ , wo  $c_2$  eine Konstante ist, gilt für den Erhitzer die Gleichung

$$\frac{dQ}{dw} = c_1(t_0 - t_1) \left[ 1 - e^{-\frac{c_2 F}{c_1 w^{0,214}}} \left( 1 - \frac{0,214 c_2 F}{c_1 w^{0,214}} \right) \right] \dots \dots (1)$$

In der Abhandlung steht infolge eines Druckfehlers statt des letzten Minuszeichens Pluszeichen. D. Ref.) In dieser Gleichung bedeutet  $Q$  die Wärme, die von einem Dampf von der Temperatur  $t_0$  umspülten Röhrenbündel an Luft abgegeben wird, die mit der Temperatur  $t_1$  in die Rohre tritt und sie mit der Geschwindigkeit  $w$  durchströmt.  $F$  ist die Heizfläche und  $c_1$  definiert durch die Gleichung  $W = c_1 w$ ,  $W$  den Wasserwert der stündlich durch den Erhitzer strömenden Luft bedeutet. Die rechte Seite der Gleichung (1) für jeden Wert von  $w$  positiv ist, so nimmt für jedes  $w$  mit zunehmendem  $w$  die übertragene Wärme zu. Der Verf. behandelt vier Fälle der Erhöhung der Geschwindigkeit: 1. durch Vermehrung der strömenden Gasmenge bei gleichbleibender Apparatur; 2. durch Veränderung der Anzahl und Länge der Rohre bei gleichbleibendem  $F$ ; 3. durch Verringerung des Querschnitts der Rohre bei gleichbleibender Anzahl verschiedener Querschnittsform, aber gleichbleibendem  $F$ ; 4. durch Verkleinerung des Rohrdurchmessers. In sämtlichen Fällen ergibt die Rechnung Vergrößerung der Wärmeübertragung mit der Geschwindigkeit, im vierten Fall sogar das paradox erscheinende Ergebnis, daß mit abnehmendem Durchmesser, also mit abnehmender Heizfläche, aber bei gleichbleibender Gasmenge, die übertragene Wärmemenge beträchtlich zunimmt. Dieses wichtige Ergebnis ist einzig und allein dem günstigen Einfluß der Strömungsgeschwindigkeit auf die Wärmeübergangszahl zuzuschreiben. Der Verf. zeigt auch, daß nicht zu befürchten ist, daß man bei abnehmendem Querschnitt in das Gebiet der Laminarströmung kommt; man kann also durch Erhöhung der Geschwindigkeit jede beliebige Heizflächenbelastung  $Q/F$  erzielen. — Zum Schluß werden auf Versuche von Nusselt u. Jürges über die Kühlung einer heißen Platte



durch einen an ihr vorbeistreichenden Luftstrom hingewiesen (Gesundheits-Ing. 1 S. 641), bei denen von  $W = 0$  bis  $25 \text{ m sec}^{-1}$  die Wärmeübergangszahl  $\alpha$  von 5,0 75,6 kcal.  $\text{m}^{-2} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Grad}^{-1}$  anstieg. Max Ja

**ten Bosch.** Temperaturverlauf in Wärmespeichern. Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver. 14, 193—202, 1923, Nr. 4. „Der Autor leitet, ausgehend von der allgemeinen Fourierschen Differentialgleichung der Wärmeleitung Formeln ab zur Berechnung des Temperaturverlaufs in der Platte, und zwar für die vier möglichen Fälle der Wärmeaufnahme bzw. der Wärmeabgabe an den Grenzschichten. Am Beispiel der einseitigen Erwärmung einer Platte durch eine Wärmequelle konstanter Temperatur wird der Temperaturverlauf in Funktion des Ortes und der Zeit genauer untersucht.“ Max Ja

**H. F. Zangger.** Analytische Behandlung der eindimensionalen Wärmeströmung in einer homogenen Platte. Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver. 202—209, 1923, Nr. 4. Im Anschluß an eine Abhandlung von ten Bosch (s. v. Ref.) werden Gleichungen abgeleitet, die den Temperaturverlauf in Funktion des Ortes und der Zeit angeben bei eindimensionaler Wärmeströmung in einer homogenen Platte und Erwärmung derselben mit konstanter Leistung, wie auch bei Abkühlung von beliebigem Erwärmungszustande aus nach abgestellter Heizung. Der Temperaturverlauf wird außerdem für drei Beispiele errechnet und graphisch dargestellt. Max Ja

**Heinrich Gröber.** Der Wärmeübergang im Rohr bei veränderlicher Wandtemperatur. Gesundheits-Ing. 46, 241—243, 1923, Nr. 26. „Die Abhandlung zeigt, daß im Falle einer steigenden oder fallenden Rohrwandtemperatur auch bei noch großer Rohrlänge kein völliger Ausgleich der Flüssigkeitstemperatur an der Rohrwand stattfindet, sondern daß eine feste Differenz beider bestehen bleibt. Diese Differenz ist in der Hauptsache von der Stärke des Anstieges oder Abfalles der Rohrwandtemperatur und vom Rohrdurchmesser, in geringem Grade auch von der Strömungsgeschwindigkeit und der Temperaturleitfähigkeit der Flüssigkeit abhängig.“ Max Ja

**Rudolf Richter.** Die Erwärmungskurve bei zeitlich linearer Belastung und ihre Anwendung auf beliebige Belastungskurven. Elektrot. ZS. 449—450, 1923, Nr. 20. [S. 1461.] Ja

**W. P. Boynton and Arthur Bramley.** A modification of van der Waals' equation. Phys. Rev. (2) 20, 46—50, 1922, Nr. 1. Die von den Verff. vorgeschlagene Gleichung lautet:  $(p + a/v^2)(v - b) = RT/(1 + \psi^2/T^2)$ , wobei  $\psi$  eine charakteristische Temperatur ist. Die Gleichung gibt das Verhalten von  $\text{CO}_2$  und anderen Substanzen genauer wieder und führt zu besseren Werten für das Verhältnis  $T_c/p_c v_c$ . Es zeigt, daß nicht nur die Energie, sondern auch die spezifische Wärme und Entropie nach der neuen Gleichung beim absoluten Nullpunkt der Temperatur schwindend klein werden, wie es das Nernstsche Wärmetheorem erfordert. Max Ja

**R. D. Kleeman.** The absolute values of the electrical moments of atoms and molecules. Science (N.S.) 57, 747—748, 1923, Nr. 1487. Vorläufige Mitteilung über eine im Journ. of the Franklin Inst. im Druck befindliche Arbeit. Zunächst wird daran erinnert, daß auch schon starre Dipole wegen Bevorzugung der Lage geringerer potentieller Energie überwiegend anziehende Wirkungen aufeinander ausüben müßten; von den durch Debye berücksichtigten Deformationen wird nicht



wiesen angesehen, daß sie für die resultierende Anziehung maßgebend seien. Um Zusatzannahmen, die durch die Rücksicht auf die Wärmebewegung notwendig werden, aus dem Wege zu gehen, soll die innere Verdampfungswärme am absoluten Nullpunkt verwendet werden, um die Momente zu berechnen. Es lasse sich nun zeigen, daß diese Verdampfungswärme durch den Ausdruck:  $L_0 = 8,42 \frac{Q_0}{m_a^2} \cdot M^2$  in cal/g gegeben sei, wo  $m_a$  das absolute Gewicht eines Moleküls,  $Q_0$  die Dichte für  $T = 0$  (nach Cailletet und Mathias extrapoliert),  $M$  das gesuchte elektrische Moment des Moleküls. Die Werte von  $L$  werden mittels des Ausdrucks  $L = (Q_1^2 - Q_2^2)k$ ,  $Q_1$  und  $Q_2$  die Dichten von Flüssigkeit und Dampf,  $k$  eine individuelle Konstante des Materials, aus beobachteten auf  $T = 0$  extrapoliert. Verf. hat gefunden, daß die für eine Reihe von Substanzen berechneten Werte angenähert durch  $M = 10^{-19} \cdot Z^{2/3}$  darstellbar sind. Das Moment eines Moleküls scheine also als Summe der Atommomente berechenbar, und das Atommoment erscheint in einfachem Zusammenhang mit der Ordnungszahl. Ersetzt man die Momente durch einfache Dubletts mit den Ladungen  $Z_e$ , so fällt der Hebelarm mit  $Z$ :  $x = 2,09 \cdot 10^{-10} \cdot Z^{-1/3}$  cm, ist aber schon  $H$  längst im Atominnern unterzubringen.

KOSSEL.

**A. Henglein und Hedwig Krüger.** Dampfdruckmessungen von Stickoxyd. Z. f. anorg. Chem. 130, 181—187, 1923, Nr. 2/3. Das Stickoxyd wurde aus Nitrosylschwefelsäure mit Hg entwickelt und wiederholt fraktioniert. Zur Messung der Drucke wurde von 0,02 bis 3 mm Hg ein MacLeod benutzt; für Drucke von 30 bis 950 mm wurde ein Hg-Manometer. Die Ergebnisse lassen sich gut durch folgende Formeln darstellen:

$$\text{Festes NO: } \log p_{(\text{mm Hg})} = -\frac{867,4}{T} + 10,1466$$

$$\text{Flüssiges NO: } \log p_{(\text{mm Hg})} = -\frac{681,1}{T} + 8,4440.$$

wurden einige thermische Daten berechnet: Schmelzpunkt:  $-163,8^\circ \text{C}$ , Dampfdruck am Schmelzpunkt: 165,7 mm Hg, Sublimationswärme beim Schmelzpunkt: 3980 cal, Verdampfungswärme: 3080 cal, Schmelzwärme: 900, Siedepunkt (1 Atm.):  $-150,8^\circ \text{C}$ . Der hohe Wert des Troutonschen Koeffizienten  $= 24,7$  läßt auf Assoziation im flüssigen Zustand schließen. Ebenso ist der Ausdruck  $dp/dt$  verhältnismäßig groß;  $-150^\circ$  entspricht der Temperaturänderung von  $1^\circ$  eine Druckänderung von 1 mm Hg. Die Dampfdrucke von NO eignen sich zur Temperaturmessung von  $-45^\circ$  bis  $-163^\circ$ .

HENGLEIN.

**W. Fitch Northrup.** High temperature investigation. Journ. Franklin Inst. 195, 665—686, 1923, Nr. 5. [S. 1464.]

MIETHING.

elektrische Widerstandsofen (System Helberger). AEG-Mitteilungen 19, 258, 1923, Nr. 8. Beschreibung des in der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft patentierten elektrischen Widerstandsofens System Helberger für Temperaturen von 1000 bis 1400°C, bei dem der Tiegel selbst als Widerstandskörper ausgebildet ist. Durch Wegfall einer besonderen Heizwicklung werden Reparaturen weitgehend vermieden und ein besserer Wirkungsgrad durch die Verringerung des Wärmegefälles zwischen dem Körper und Schmelzgut erzielt. Der mit einem Reguliertransformator zusammengebaute Ofen, der für Tiegelinhalte von 700 g und 10 kg geliefert wird, ist kippbar und ist mit Heizspannungen von 5 bis 20 Volt.

C. MÜLLER.

**William Arthur Bone, Dudley Maurice Newitt, and Donald T. A. Towne** Gaseous Combustion at High Pressures. Part III. — The Energy-Absorbing Function and Activation of Nitrogen in the Combustion of Carbon Monoxide. Proc. Roy. Soc. London (A) **103**, 205—232, 1923, Nr. 721. Die Versuche der Verf. haben zu folgenden Hauptergebnissen geführt: 1. Stickstoff kann bei Verbrennung von Kohlenoxyd nicht mehr als ein indifferentes Gas betrachtet werden, es absorbiert vielmehr, einem Gemisch  $2\text{CO} + \text{O}_2$  beigemengt, wenn die Verbrennung bei hohem Druck eingeleitet wird (z. B. beim Anfangsdruck von 50 Atm.), Energie dem System, und zwar weit mehr als andere zweiatomige Zugaben oder Argon. Hierdurch wird das Eintreten des Höchstdruckes weit mehr verzögert und das Verhältnis von Höchstdruck zu Anfangsdruck weit mehr verringert als aus der Verdünnungsmischung durch ein zweiatomiges Gas folgen würde. 2. Die so durch den Stickstoff bis zum Eintreten des Höchstdruckes absorbierte Energie wird bei der Abkühlung wieder langsam frei; die Abkühlung wird daher verzögert. 3. Eine ähnliche Energieabsorptionswirkung wie oben beschrieben, konnte bei Mischungen von  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  in Gegenwart von Stickstoff nicht beobachtet werden. Daraus scheint hervorzugehen, daß Stickstoff die besonders bei der Verbrennung von Kohlenoxyd-Sauerstoffgemisch auftretende Strahlung absorbieren kann, während bei der Wasserstoff-Sauerstoff-Explosion eine davon verschiedene Strahlung erfolgt, die nicht absorbiert wird. Zwischen  $\text{CO}$ - und  $\text{N}_2$ -Molekülen (deren Dichte identisch ist) bestünde hiernach eine in ihrer Konstitution begründete Beziehung, von der Art, daß die Schwingungsenergie, die eine beim Verbrennen abgibt, vom anderen leicht aufgenommen werden kann, bei zwei in Resonanz stehenden Systemen. 4. Die Gegenwart von Wasserstoff in einem  $2\text{CO} + \text{O}_2 + 4\text{N}_2$ -Gemisch stört die erwähnte Energieabsorption des Stickstoffs so sehr, daß Wasserstoff ausgeschlossen werden muß, wenn ein beträchtlicher Stickstoffeffekt erzielt werden soll. 5. Wenn kein Stickstoff dabei ist, so verbrennt Kohlenoxyd in Sauerstoff bei hohem Druck fast ebenso rasch wie Wasserstoff. Das üblicherweise langsame Verbrennen von Kohlenoxyd (im Vergleich zu Wasserstoff) ist also wahrscheinlich nicht so sehr eine Eigenschaft dieses Gases als durch die Gegenwart von Stickstoff im Verbrennungsgemisch bedingt. — Die Verf. diskutieren ferner, worin die entdeckte Aktivierung des Stickstoffs zurückzuführen sein kann, und erwähnen drei theoretische Möglichkeiten. Von praktischer Bedeutung sei der Effekt z. B. bei der Unterdrückung von Wärme in der Explosionsperiode der Verbrennungsmaschinen.

MAX JAK

**André Planiol.** Influence de la vitesse et de la température sur les pertes par frottements dans les moteurs à explosions. C. R. **176**, 1044—1047, 1923, Nr. 16.

MAX JAK

**Schmolke.** Die neuesten Forschungen über den Temperaturverlauf und die Wärmespannungen in Verbrennungsmotoren. Die Wärme **46**, 327—332, 1923, Nr. 30. Besprechung einer Untersuchung von Eichelberg (Forschungsarbeiten herausgegeben vom Ver. dtsh. Ing., Heft 263) und Auszug daraus.

MAX JAK